



Gamma-Ray Bursts and Cosmic Rays

Denis Gialis

► To cite this version:

Denis Gialis. Gamma-Ray Bursts and Cosmic Rays. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. UJF Grenoble-1, 2004. Français. NNT: . tel-01293015

HAL Id: tel-01293015

<https://hal.science/tel-01293015>

Submitted on 24 Mar 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER
GRENOBLE I**

THÈSE
présentée par
Denis GIALIS

pour obtenir le grade de :
DOCTEUR EN PHYSIQUE
Spécialité **ASTROPHYSIQUE**

Sursauts Gamma et Rayons Cosmiques

Équipe d'accueil : SHERPAS
Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble
École Doctorale de Physique

Soutenue le 28 Octobre 2004 devant la commission d'examen

Jean-Marie HAMEURY	Président
Robert MOCHKOVITCH	Rapporteur
Jean-Luc ATTEIA	Rapporteur
Gilles HENRI	Examineur
Annalisa CELOTTI	Examineur
Martin LEMOINE	Invité
Guy PELLETIER	Directeur de thèse

à mon grand-père.

Table des matières

INTRODUCTION	5
I LES SURSAUTS GAMMA	11
1 Observation des Sursauts Gamma	13
1.1 Historique	13
1.2 Propriétés observationnelles	16
1.2.1 Les émissions promptes	16
1.2.2 Les <i>afterglows</i>	22
2 Modélisation théorique des Sursauts Gamma	29
2.1 Origine et formation du moteur central	30
2.1.1 Les sursauts gamma longs	30
2.1.2 Les sursauts gamma courts	32
2.1.3 Moteur central et énergie disponible	33
2.2 Le modèle de la « boule de feu »	35
2.2.1 Nécessité d'un vent de matière relativiste	36
2.2.2 Evolution dynamique du vent de matière relativiste	37
2.2.3 Quelques caractéristiques radiatives	46
II ACCÉLÉRATION DES RAYONS COSMIQUES	51
3 Le problème de l'origine des rayons cosmiques	53
3.1 Historique	54
3.2 Spectre, composition et origine des rayons cosmiques	56
3.3 Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie	60
4 L'accélération de Fermi	69
4.1 Le principe du processus de Fermi	69
4.2 Accélération dans les chocs non-relativistes	72
4.3 Accélération de Fermi relativiste	77

5	Rayons cosmiques et Sursauts Gamma	81
5.1	Champ magnétique et limite de confinement	82
5.2	L'accélération dans le choc externe	83
5.3	L'accélération dans les chocs internes	84
5.3.1	L'hypothèse d'une diffusion de Bohm	85
5.3.2	Introduction d'une turbulence de type Kolmogorov	88
5.3.3	Rayons cosmiques, neutrinos et émission à haute énergie	92
5.4	Le cas des électrons	96
5.4.1	Limitations en énergie	96
5.4.2	Conséquences sur l'émission à haute énergie	101
5.4.3	Remarque sur un régime diffusif de Bohm	103
6	Génération des RCUE dans les Sursauts Gamma	105
6.1	Description du processus d'accélération	105
6.2	Une approche analytique	107
6.2.1	Dynamique du processus	107
6.2.2	Accélération et photo-production de pions	109
6.3	Modélisation numérique	110
6.3.1	Conditions initiales	110
6.3.2	Evolution au cours du temps	112
6.3.3	Résultats et discussion	113
6.4	Emission à haute énergie des RCUE	118
	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	123
III	ANNEXES	127
A	Transformation relativiste des observables dans les Sursauts Gamma	129
A.1	Cinématique relativiste	129
A.1.1	Transformation de Lorentz	129
A.1.2	Durée séparant deux événements	130
A.1.3	Etalement temporel dû à la géométrie de la source	131
A.2	Photons et relativité	133
A.2.1	Effet Doppler pour l'observateur	133
A.2.2	Intensité lumineuse d'une source en mouvement	134
A.3	Particules et changement de référentiel	136
A.4	Invariance du volume d'espace des phases	137
A.5	Angle solide d'émission d'un sursaut gamma	138
B	Diffusion des rayons cosmiques : quelques propriétés	139
B.1	Particule dans un champ magnétique constant	139
B.2	Particule dans un champ électromagnétique constant	141
B.3	Emission d'une particule chargée en mouvement	142

B.4	Fréquence de diffusion angulaire	145
B.5	Coefficients de diffusion spatiale	146
B.6	Interactions particules-perturbations magnétiques	147
C	Fonction de distribution résultant des chocs internes	151
D	Relativité générale et trous noirs : introduction	153
D.1	De la topologie aux variétés riemanniennes	154
D.2	Calcul tensoriel et variétés	156
D.3	Postulats fondamentaux de la relativité générale	160
D.3.1	Définition de l'espace-temps	160
D.3.2	Espace de Minkowski	160
D.3.3	Principe d'équivalence	161
D.3.4	Principe de covariance générale	161
D.3.5	Trajectoire d'une particule	161
D.3.6	Tenseur énergie-impulsion	161
D.4	Champ gravitationnel et trou noir	162
IV	PUBLICATIONS	167
	Index	231

INTRODUCTION

Presque quarante ans après leur découverte, les sursauts gamma suscitent toujours autant d'interrogations dans la communauté astrophysique et continuent de montrer une incroyable diversité quant à leurs propriétés physiques.

Les sursauts gamma doivent leur nom aux brèves émissions de rayonnement gamma qui sont observées sur des durées allant de quelques millisecondes à quelques dizaines de secondes et dans une bande d'énergie pouvant s'étendre sur plusieurs centaines de keV. Le nombre de sursauts gamma observés dépasse aujourd'hui les 3000 (environ 2700 uniquement pour l'expérience *BATSE*) sur l'ensemble du ciel. Depuis 1997, la mesure de quelques *redshifts*, associés à des contreparties optiques, a permis d'établir que les objets à l'origine des sursauts gamma sont situés à des distances cosmologiques. L'intensité des émissions gamma observées implique donc que l'énergie libérée par ces objets ne peut être qu'immense : même si ces dernières sont focalisées vers la Terre, leur énergie typique atteint les 10^{51} ergs. Par ailleurs, les rapides variabilités temporelles (de l'ordre de la milliseconde), qui sont enregistrées dans les courbes de lumière des sursauts gamma, laissent penser que les sources à l'origine de ce rayonnement sont très compactes. Ces quelques caractéristiques ne sont pas sans amener de nombreuses contraintes sur les différents modèles théoriques qui ont été proposés pour expliquer un tel phénomène.

On peut distinguer deux façons différentes d'aborder l'étude théorique des sursauts gamma : la première consiste à s'intéresser à l'objet central qui, au cours de son évolution, est supposé produire un vent de matière et/ou un jet électromagnétique. La production de ce jet et, plus généralement, le problème de l'extraction de l'énergie contenue dans cet objet central, qui est supposé être un trou noir de quelques masses solaires entouré d'un disque d'accrétion, ne sont pas encore bien compris même si l'on peut dire que de nombreux progrès ont été réalisés depuis quelques années. Ce point est pourtant essentiel dans les scénarii de formation des sursauts gamma et la question du progéniteur fait l'objet de nombreux débats. Plus fréquemment, la seconde manière d'envisager le problème des sursauts gamma est de faire l'hypothèse, **a priori**, d'un vent de matière (dont les mécanismes de production restent à déterminer) et de ne s'intéresser uniquement qu'à l'évolution de celui-ci au cours de son expansion dans le milieu interstellaire environnant : nous parlerons alors d'un modèle *standard* dans lequel ce vent, dont la structure est supposée inhomogène, passe *nécessairement* (d'après les observations) par une phase d'expansion en mouvement relativiste par rapport à l'objet central. Les chocs *internes* qui

se produisent au sein de ce vent sont responsables de l'accélération de particules, telles que les électrons ou les protons, et permettent d'expliquer notamment l'intense rayonnement gamma émis que l'on observe. Enfin, le ralentissement du vent, qui est freiné par le milieu externe, aboutit à une émission couvrant une grande partie du spectre électromagnétique : c'est ce que l'on appelle l'*afterglow*.

Dans la première partie de cette thèse, je me suis intéressé à la problématique générale suscitée par les sursauts gamma : après une brève introduction historique, j'essaie, tout d'abord, de relater quelques unes des principales propriétés observationnelles qui sont, pour la plupart, issues d'observations *récentes*, c'est-à-dire datant de ces dix dernières années. Dans un deuxième chapitre, je commence par introduire les différents modèles ou hypothèses, proposés dans la littérature scientifique, quant aux objets susceptibles de donner naissance aux différents types de sursauts gamma que l'on observe. Nous verrons que ces modèles aboutissent presque tous à la même configuration initiale ; un objet central constitué d'un trou noir et d'un épais disque d'accrétion. Indépendamment de cet événement initial, j'aborderai le modèle *standard* qui s'est développé et que l'on appelle communément *modèle de la boule de feu*. Ce modèle est celui qui, aujourd'hui, rend le mieux compte des résultats observationnels relatifs aux sursauts gamma en détaillant l'évolution dynamique et radiative du vent de matière. Les résultats que nous obtiendrons seront essentiels pour aborder la deuxième partie de cette thèse.

L'étude des sursauts gamma a montré que la puissance qu'ils rayonnent est parmi les plus importantes de l'Univers. De ce fait, on peut dire que, par leurs caractéristiques dynamiques et énergétiques, les sursauts gamma représentent des objets tout à fait intéressants lorsque l'on s'intéresse aux phénomènes de la haute énergie comme, par exemple, l'émission de photons gamma énergétiques, la production de neutrinos, l'accélération de particules ou encore la génération d'ondes gravitationnelles. Aussi, la question que j'ai choisi d'aborder au cours de cette thèse est celle de l'accélération de particules au sein des sursauts gamma : en effet, parallèlement aux sursauts gamma, le problème de l'accélération des rayons cosmiques jusqu'à une énergie pouvant dépasser les 10^{19} eV reste toujours très actuel. Mais que sont les rayons cosmiques ?

Les rayons cosmiques sont composés principalement de matière ordinaire, à savoir, des protons, essentiellement, mais également des noyaux atomiques plus lourds comme, par exemple, des noyaux de fer. Les proportions des différentes particules varient suivant la gamme d'énergie considérée et restent assez mal déterminées au-delà de 10^{15} eV : cette énergie marque, par ailleurs, la limite au-delà de laquelle l'origine des rayons cosmiques est supposée être extra-galactique, aucun objet à l'intérieur de notre Galaxie ne pouvant produire des particules aussi énergétiques. Les *rayons cosmiques ultra-énergétiques* (RCUE), c'est-à-dire ceux dont l'énergie est supérieure à quelques 10^{19} eV posent, quant à eux, un double problème : tout d'abord, assez peu d'objets astrophysiques semblent être capables de les produire et de rendre compte du flux observé au niveau de la Terre. La production de RCUE est ici envisagée comme résultant de l'accélération de particules

d'énergie moindre. Parmi les meilleurs accélérateurs *cosmiques* que l'on peut imaginer, on peut citer, à titre d'exemples, les noyaux actifs de galaxies, les vents de pulsars, les grandes structures magnétiques intergalactiques et, bien sûr, les sursauts gamma. La seconde difficulté, que nous ne ferons qu'évoquer, vient du transport des RCUE : ces derniers subissent diverses interactions durant leur voyage à travers l'Univers et perdent peu à peu de l'énergie. La plus importante de ces interactions est celle qui a lieu avec le fond diffus cosmologique ou *rayonnement 3K* : elle est appelée *effet GZK* et empêche tout RCUE de plus de 5×10^{19} eV de parcourir plus de quelques centaines de méga-parsecs. Il est alors difficile d'expliquer le flux de RCUE que l'on observe car celui-ci paraît, de prime abord, bien trop important pour le nombre de sources possibles de RCUE à l'intérieur de ce que l'on appelle la *sphère GZK*.

Dans la deuxième partie de cette thèse, je rappelle tout d'abord quels sont les problèmes relatifs à l'origine, à la composition et au transport des rayons cosmiques en m'attardant, notamment, sur la partie supérieure de leur spectre en énergie, à savoir, celle des RCUE. Je présente ensuite ce qui peut être considéré comme l'un des modèles d'accélération de particules les plus développés lorsque l'on se place dans un contexte astrophysique : il s'agit du processus d'*accélération de Fermi*. Je commence, ainsi, par détailler comment est envisagé ce mécanisme d'accélération au sein des chocs non-relativistes, puis j'introduis ce que l'on entend par *accélération de Fermi relativiste*.

Dans le cinquième chapitre, le problème de l'accélération des rayons cosmiques au sein des sursauts gamma est étudié : notamment, je m'intéresserai plus particulièrement à l'accélération se produisant durant la phase des chocs internes. Nous nous demanderons alors, si le régime diffusif de Bohm, proposé à l'origine pour établir l'efficacité d'un processus de Fermi non-relativiste au sein des chocs internes, peut être justifié d'un point de vue théorique et constitué un modèle valable d'accélération. Cela nous permettra de comprendre pourquoi nous avons choisi une autre voie en introduisant un régime diffusif associé, cette fois-ci, à une turbulence de type Kolmogorov. Quelles sont les conséquences d'une telle hypothèse sur l'accélération des rayons cosmiques et sur la production de particules de haute énergie comme les protons ou les électrons ? C'est à cette question que j'essaierai de répondre.

Le sixième et dernier chapitre de cette partie est consacré, de manière spécifique, à la génération de RCUE dans la phase des chocs internes : l'hypothèse d'un nouveau scénario, utilisant un processus d'accélération de Fermi relativiste, est avancée. Par une approche analytique et numérique, je détaillerai ce que l'on peut attendre d'un tel mécanisme et quelles implications ce dernier pourrait avoir sur, par exemple, l'émission à haute énergie des sursauts gamma.

La troisième partie de la thèse, enfin, est consacrée aux annexes : ces dernières constituent un éclairage plus profond sur divers calculs ou processus physiques utilisés tout au long des deux premières parties. Elles permettent ainsi d'apporter quelques précisions

sur le discours général, lorsque cela est nécessaire.

Je précise ici les noms, les symboles et les valeurs en unités S.I. et en unités C.G.S. de toutes les constantes physiques utilisées dans cette thèse.

Quantités physiques	Symboles	Valeurs en S.I.	Valeurs en C.G.S.
Charge élémentaire	e	$1.6022 \times 10^{-19} \text{ C}$	$4.8032 \times 10^{-10} \text{ statcoul}$
Masse de l'électron	m_e	$9.1094 \times 10^{-31} \text{ kg}$	$9.1094 \times 10^{-28} \text{ g}$
Masse du proton	m_p	$1.6726 \times 10^{-27} \text{ kg}$	$1.6726 \times 10^{-24} \text{ g}$
Const. de gravitation	G	$6.6726 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{kg}^{-1}$	$6.6726 \times 10^{-8} \text{ dyne} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-2}$
Const. de Planck	h	$6.6261 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$	$6.6261 \times 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$
Vitesse de la lumière	c	$2.9979 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$2.9979 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$
Section eff. Thomson	σ_T	$6.6525 \times 10^{-29} \text{ m}^2$	$6.6525 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$
Cte de Stefan-Boltzmann	σ	$5.6705 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$	$5.6705 \times 10^{-5} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-4}$
Masse solaire	M_\odot	$1.99 \times 10^{30} \text{ kg}$	$1.99 \times 10^{33} \text{ g}$

Autres correspondances utiles :

$$1 \text{ eV} = 1.6022 \times 10^{-19} \text{ J} = 1.6022 \times 10^{-12} \text{ erg.}$$

$$1 \text{ eV} \Leftrightarrow 1.1604 \times 10^4 \text{ K.}$$

$$1 \text{ Gpc} = 3.08 \times 10^{22} \text{ km} = 3.08 \times 10^{27} \text{ cm.}$$

$$1 \text{ T} \Leftrightarrow 10^4 \text{ G.}$$

Première partie

LES SURSAUTS GAMMA

Chapitre 1

Observation des Sursauts Gamma

1.1 Historique

Les sursauts gamma¹ ont été observés pour la première fois en 1967 par des satellites militaires américains de classe *VELA*². Ces satellites de surveillance avaient été lancés suite à la signature d'un traité international visant à interdire les essais nucléaires dans l'atmosphère et dans l'espace. Placés sur des orbites circulaires de 250000 km de diamètre, ils pouvaient notamment observer des émissions électromagnétiques dans les domaines X ou gamma que produiraient d'éventuels essais nucléaires clandestins. Aussi, la découverte du premier sursaut gamma ne manqua pas d'inquiéter les autorités militaires qui conservèrent l'information secrète. Ce n'est qu'en 1973, après avoir observé plus de 16 sursauts gamma, que la nature *extra*-terrestre de ces émissions était confirmée et que la découverte pouvait être rendue publique : un nouveau type d'objet astrophysique était né (Klebesadel et al. 1973) et suscitait déjà l'intérêt de nombreux scientifiques. Tout ce que l'on savait alors était qu'il s'agissait d'émissions très brèves (inférieures à quelques dizaines de secondes) de rayonnement gamma qui étaient détectées autour de la centaine de keV et qui ne semblaient pas provenir d'une région particulière du ciel.

Dans les années qui suivirent, le nombre de sursauts gamma observés augmenta très vite mais l'absence d'observation dans des domaines spectraux susceptibles de fournir des mesures de distance ne permettait pas de conclure quant à la nature cosmologique ou non de ces objets. Aussi, dans les années 80, l'hypothèse d'une origine galactique était privilégiée et diverses théories étaient avancées pour expliquer l'origine de l'important rayonnement gamma observé : on peut citer, à titre d'exemple, celle décrivant des explosions thermonucléaires se produisant à la surface d'étoiles à neutrons magnétisées (Woosley & Wallace 1982). Mais il fallut attendre le début des années 90 et les résultats de l'expérience *BATSE* embarquée à bord du satellite *Compton Gamma-Ray Observatory* (*CGRO*) pour avoir les premiers éléments de réponse : d'une part, la distribution des sursauts gamma sur le ciel apparaissait comme étant parfaitement isotrope (voir Fig. 1.1), d'autre part, la mesure des maxima d'intensités montrait que cette distribution était inhomogène en distance car

¹En anglais : Gamma Ray Bursts (GRBs)

²Ce nom vient du verbe espagnol *velar* qui signifie *veiller*.

elle comportait un déficit de sursauts faibles par rapport à une distribution parfaitement homogène considérée dans un univers euclidien (Meegan et al. 1992).

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

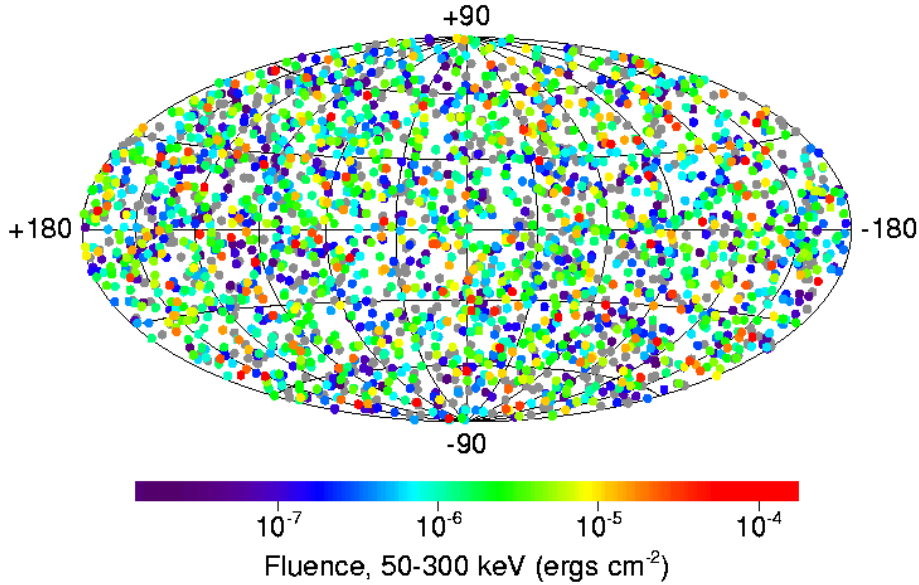


FIG. 1.1 – *Distribution sur le ciel de la position des 2704 sursauts gamma observés par BATSE (Burst And Transient Source Experiment). Celle-ci est parfaitement isotrope : par exemple, on n’observe pas de concentration particulière au voisinage du plan galactique.*

Seule la combinaison d’un effet dû à l’expansion de l’Univers et d’une distance cosmologique pour les sursauts gamma pouvaient expliquer ce deuxième point : la confirmation ne tarda pas à arriver. En effet, c’est en février 1997 qu’est détectée la première contrepartie optique (ou *afterglow*) quelques heures après un sursaut gamma (GRB 970228) (van Paradijs et al. 1997). Puis, en mai 1997, un premier spectre optique est obtenu grâce au télescope Keck II montrant des raies d’absorption du fer et du magnésium. Le décalage de ces raies fournit un redshift de 0.835 et confirma ainsi, pour la première fois, la distance cosmologique d’un sursaut gamma (Metzger et al. 1997). L’étude et la détection des contreparties optiques associées aux sursauts gamma devinrent alors un important domaine de recherche. Ainsi, l’observation des *afterglows* (certains d’entre eux ont été observés pendant plusieurs semaines) a montré que leur luminosité, diminuant rapidement avec le temps, présente toujours un large spectre qui peut s’étendre des rayons X aux ondes radio. Cependant, il est important de noter que leur détection est toujours directement liée à celle des émissions promptes³ puisque, jusqu’à aujourd’hui, toutes les

³L’émission prompt désigne toujours le flash de rayonnement gamma proprement dit, alors que le terme sursaut gamma désigne l’ensemble du phénomène : émission prompt + *afterglow*.

observations d'*afterglows* ont été faites suite à une localisation primaire d'une émission prompte. Ces dernières années, la localisation des *afterglows* dit *précoces* c'est-à-dire se produisant peu après ou avant même la fin de l'émission prompte a d'ailleurs connu un vif intérêt et de nombreuses expériences comme, par exemple, *HETE*, *ROTSE*⁴ ou, prochainement, *SWIFT*, sont ou seront utilisées pour faire ce type d'étude. Aussi, la question est à présent de savoir s'il est possible de détecter un *afterglow* sans une émission prompte associée : on parle alors d'*afterglow orphelin*. Ce problème fait toujours l'objet d'intenses débats (voir, par exemple, Nakar et al. (2002) ou Levinson et al. (2002)) et une telle observation apporterait des contraintes importantes sur les modèles théoriques des sursauts gamma.

Les expériences ayant participé à l'étude des sursauts gamma sont très nombreuses. Je résume dans le tableau suivant quelques unes des principales expériences qui se sont succédées depuis trente ans sur l'observation des sursauts gamma (notés SG) :

Expériences	Début et fin	Bandes d'énergie	Remarques
VELA 5A&B, 6A&B	1969 - 1979	Rayons X et gamma	73 SG découverts dont les premiers...
SIGNE/PROGNOZ	1977 - 1984	50 keV - 1.5 MeV	
PVO	1978 - 1992	100 keV - 2 MeV	
GINGA	1987 - 1991	1 keV - 500 keV	
LILAS/PHOBOS	1988 - 1989	5 keV - 1 MeV	
PHEBUS/GRANAT	1989 - 1998	100 keV - 100 MeV	
WATCH/GRANAT	1989 - 1998	8 keV - 60 keV	
BATSE/CGRO	1991 - 2000	20 keV - 1 MeV	Répartition isotrope des SG. Catalogue.
EGRET/CGRO	1991 -2000	30 MeV - 10 GeV	
ROSSI XTE	1995	2 keV - 250 keV	Observation en X des <i>afterglows</i> .
BeppoSAX	1996 - 2002	0.1 keV - 300 keV	Pointage rapide et position de SG ($\simeq 1$ min d'arc).
ROTSE	1999 (?)	Visible	Observation d'un <i>afterglow</i> précoce.
TAROT	1999	Visible	Pointage rapide des <i>afterglows</i> .
FREGATE/HETE-2	2000	6 keV - 400 keV	
INTEGRAL	2000	15 keV - 10 MeV	
SWIFT	Prévu fin 2004	Visible à 120 keV	Observation en visible, UV et X des <i>afterglows</i> .
GLAST	Prévu 2007 (?)	20 keV - 300 GeV	

⁴Robotic Optical Transient Search Experiment

En conclusion de ce bref historique, on peut dire qu'en 2004, l'observation à haute résolution des sursauts gamma dans toutes les longueurs d'ondes reste plus que jamais indispensable et cela, même si les données accumulées depuis plus de dix ans ont déjà profondément amélioré, par leur diversité, notre connaissance de ces objets. Par ailleurs, des observations *non-électromagnétiques* comme la détection de neutrinos ou d'ondes gravitationnelles apporteront sans doute une aide précieuse dans la compréhension théorique des sursauts gamma. Parmi les nombreuses questions qui demeurent encore sans réponse précise et qui nécessitent des observations plus fines, l'une des plus importantes est notamment de savoir quel est, ou plutôt, quels sont les événements initiaux qui peuvent être à l'origine des sursauts gamma : en effet, la détermination précise des mécanismes de formations associés est évidemment essentielle, comme nous le verrons dans le prochain chapitre, à la compréhension générale de l'évolution des sursauts gamma. Aussi, on peut dire que l'étude des événements initiaux comporte deux axes principaux qui peuvent être résumés de la façon suivante : d'une part, il s'agit d'observer les sursauts gamma dans leurs phases les plus précoces et, d'autre part, il faut comprendre comment se forme et comment fonctionne, d'un point de vue théorique, l'objet central.

1.2 Propriétés observationnelles

Dans cette section, je m'intéresse aux principales propriétés observationnelles des sursauts gamma. L'expérience *BATSE* qui a permis d'observer plus de 2700 sursauts gamma entre 1991 et 2000 reste une référence importante dans le domaine observationnel et je m'appuierai volontiers sur les résultats statistiques qu'elle a pu fournir en ce qui concerne notamment les émissions promptes. Cependant, je n'oublierai pas les résultats des expériences HETE-2 et BeppoSAX qui ont apporté ces dernières années de nouveaux éléments de comparaison (voir, par exemple, Lamb et al. (2004b)).

1.2.1 Les émissions promptes

Il nous faut tout d'abord remarquer que, jusqu'à aujourd'hui, les émissions promptes n'ont été observées que dans les bandes d'énergie X et gamma alors que les *afterglows* ont fait l'objet d'observations multi-longueurs d'onde. On peut toutefois noter une exception, celle du sursaut gamma GRB 990123⁵ pour lequel un flash optique a été détecté au moment même de l'émission prompte.

Durée - Les résultats de *BATSE* montrent clairement une bimodalité dans la distribution des durées enregistrées pour les émissions promptes (voir Fig. 1.2). Ces durées, qui vont de la ms à plus de 1000 s, sont mesurées de la manière suivante : pour la durée T_{90} , on compte un nombre total de photons associés à l'émission prompte considérée (dans

⁵Après GRB, on indique toujours la date d'observation du sursaut gamma : GRB 990123 a donc été observé le 23 Janvier 1999. On rajoute une lettre a, b, c... si plusieurs sursaut gamma sont observés le même jour.

la bande d'énergie 50 – 300 keV de *BATSE*) et on mesure la durée séparant les instants où, respectivement, ont été reçus 5 % et 95 % des photons. On peut voir alors que deux groupes se détachent nettement : le premier est celui des sursauts gamma dits *courts* dont la durée est de l'ordre de 0.1 s et qui représentent environ 30 % du total des sursauts gamma observés par *BATSE*. Le second, plus important (environ 60 %), est celui des sursauts gamma dits *longs* dont la durée est de l'ordre de 10 s, la transition avec les sursauts courts se faisant autour de 2 s. Remarquons, toutefois, que la proportion entre les sursauts courts et les sursauts longs n'est pas encore précisément déterminée comme semblent l'indiquer de récents résultats observationnels issus, par exemple, de l'expérience *SPI-ACS* (Rau et al. 2004).

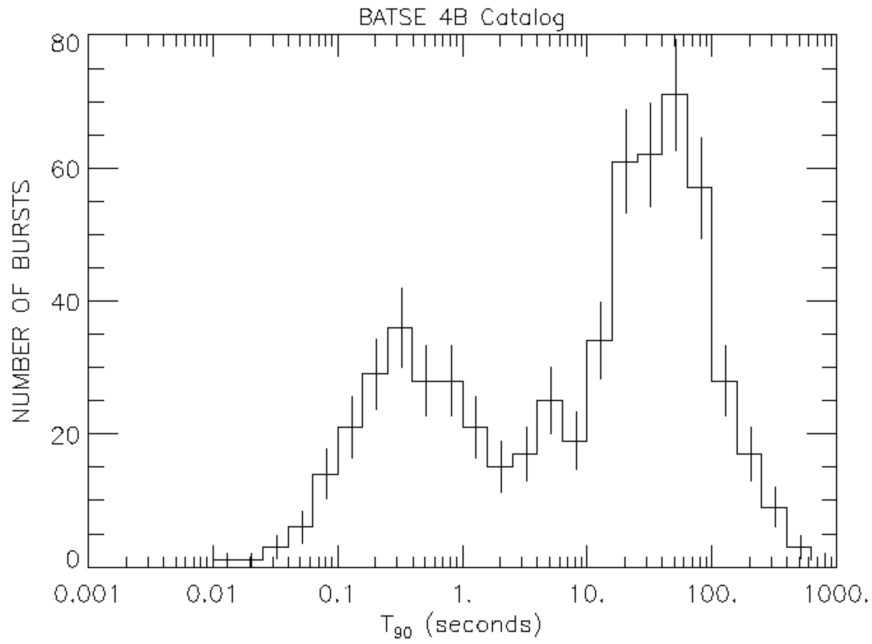


FIG. 1.2 – *Distribution des sursauts gamma en fonction de leur durée.* (d'après le site de la NASA : <http://f64.nsstc.nasa.gov/batse/grb/>)

Afin de déterminer une éventuelle corrélation entre la durée des sursauts gamma et leurs propriétés spectrales, on a défini ce que l'on appelle un *rapport de dureté* (Dezalay et al. 1996) : pour chaque sursaut gamma, il s'agit de faire le rapport entre le nombre de photons reçus dans une bande d'énergie haute donnée et le nombre de photons reçus dans une bande d'énergie plus basse. La figure 1.3, réalisée grâce à l'observation de plus de 170 sursauts gamma par l'expérience *PHEBUS*, montre ce rapport en comparant les bandes d'énergie 320 - 7000 keV et 120 - 320 keV : il apparaît nettement que les sursauts gamma courts ont un rapport de dureté plus élevé que les sursauts longs. De plus, à l'intérieur même de la population des sursauts longs, on constate que le rapport de dureté augmente avec la durée. Cette différence ne fait que renforcer l'idée de deux populations distinctes

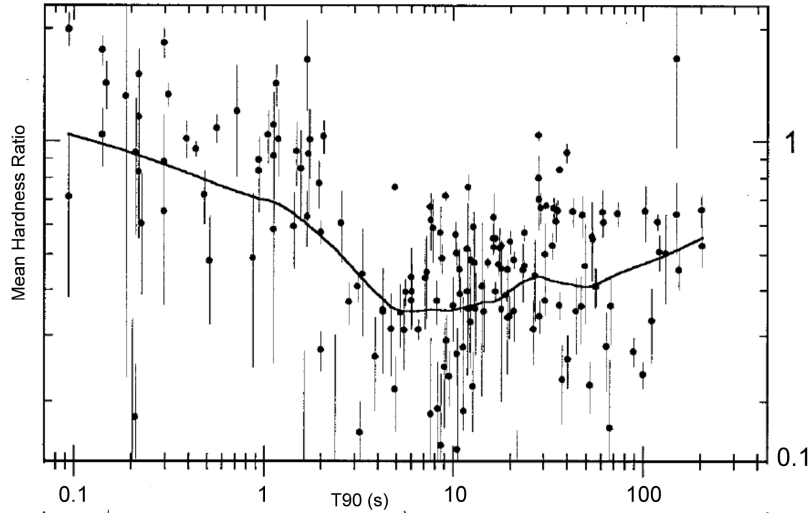


FIG. 1.3 – Rapport moyen de dureté entre les bandes d'énergie 320 - 7000 keV et 120 - 320 keV en fonction de la durée des sursauts gamma. (d'après Dezalay et al. (1996))

que sont les sursauts gamma courts et les sursauts gamma longs.

Caractéristiques temporelles et spectrales - Les profils temporels (ou courbes de lumière) des sursauts gamma, qui représentent le nombre de photons reçus par unité de temps au cours de l'émission prompte, sont très divers et peuvent avoir une structure très complexe comme on peut le voir sur les exemples de la Fig. 1.4 : tout d'abord, ils montrent des variabilités temporelles qui peuvent atteindre la milliseconde. Cette première constatation apporte des contraintes sévères sur la taille des objets émetteurs et nous indique que celle-ci est de l'ordre de la milliseconde-lumière (soit environ 10^7 cm). Par ailleurs, toutes les courbes de lumière montrent un ou plusieurs pics (ou pulses) d'émission dont la forme caractéristique, souvent asymétrique, est appelée *FRED* (*Fast Rise - Exponential Decay*⁶). En fait, des études ont montré (Norris et al. 1996) que la plupart des profils temporels peuvent s'interpréter comme une superposition de pulses individuels de ce type. Toutefois, on observe que la forme des pulses peut varier avec leur durée et leur énergie (voir, par exemple, Daigne & Mochkovitch (2003)) : les pulses de durée plus courtes semblent être plus symétriques tandis que la largeur des pulses diminue lorsque leur énergie augmente.

Si l'on s'intéresse à présent aux spectres en énergie des émissions promptes, c'est-à-dire à la quantité d'énergie reçue par unité de temps, de surface et d'énergie, les observations montrent, contrairement aux profils temporels, une bien moins grande diversité. En effet, il est possible de reproduire la plupart de ces spectres grâce à une loi empirique, introduite pour la première fois par Band et al. (1993), qui définit la quantité de photons reçus par

⁶Montée rapide - Décroissance exponentielle

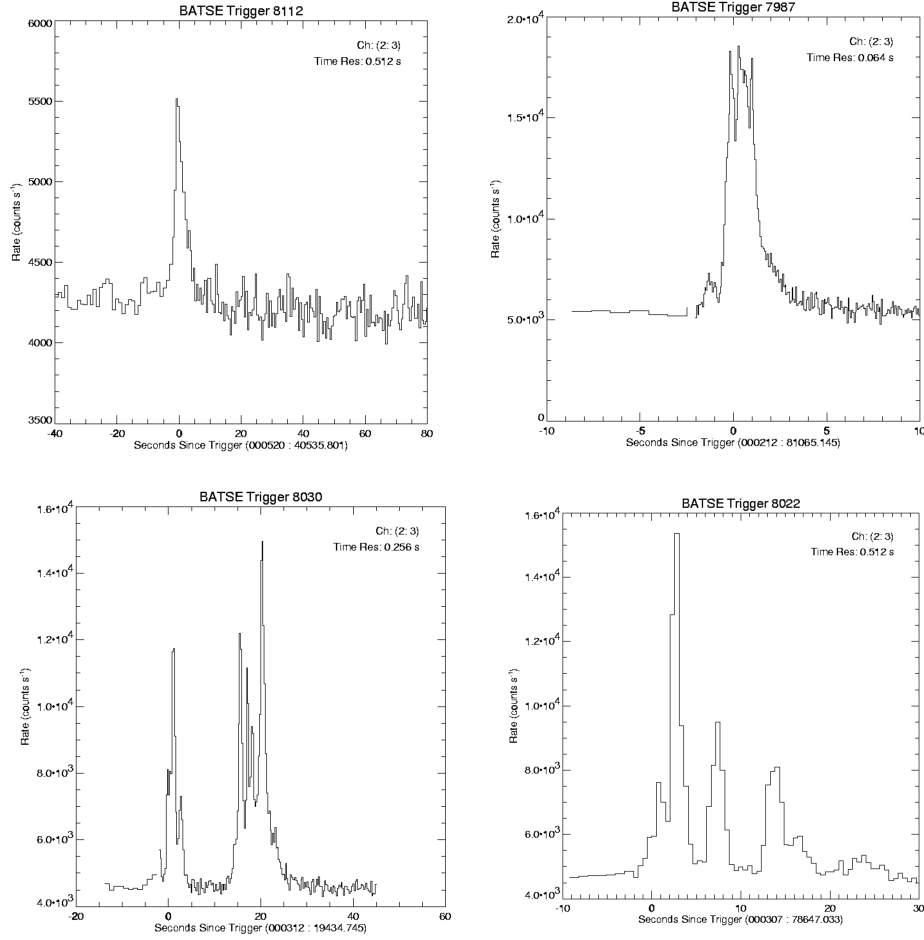


FIG. 1.4 – Exemples de profils temporels de sursauts gamma observé par BATSE dans la bande d'énergie 50 - 300 keV.

unité de temps, de surface et d'énergie par

$$n(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{E}{E_0} \right) & \text{pour } E \leq (\alpha - \beta) E_0 \\ A \left(\frac{(\alpha - \beta) E_0}{100 \text{ keV}} \right)^{\alpha - \beta} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta & \text{pour } E \geq (\alpha - \beta) E_0 \end{cases}, \quad (1.1)$$

où A est une constante et E_0 est l'énergie que l'on définit par rapport à l'énergie pour laquelle le spectre est maximal et que l'on note habituellement E_{peak} (c'est-à-dire *énergie du pic*) : on a ainsi

$$E_0 = \frac{E_{peak}}{2 + \alpha}, \quad (1.2)$$

où l'énergie E_{peak} est typiquement de l'ordre de la centaine de keV. Aussi, l'énergie de

transition $(\alpha - \beta) E_0$ dans la fonction de l'Eq. (1.1) est notée E_b et vaut donc

$$E_b = \frac{(\alpha - \beta) E_{peak}}{2 + \alpha}. \quad (1.3)$$

Ces deux dernières définitions ne sont valables que pour $\alpha > -2$ et $\beta < -2$ et ne peuvent donc pas convenir à tous les sursauts gamma observés : en effet, les paramètres α et β ont des distributions assez larges centrées respectivement sur -1 et -2 , comme on peut le voir sur la Fig. 1.5, mais qui dépassent aisément, notamment pour β , les bornes définies précédemment. La détermination observationnelle de ces paramètres reste de toute évidence assez délicate.

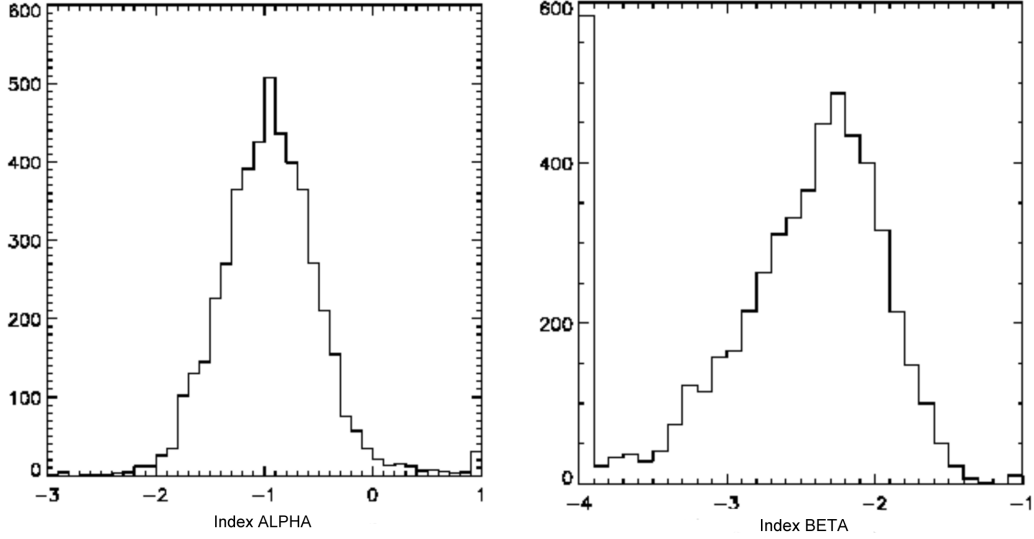


FIG. 1.5 – Distributions des paramètres α et β pour les sursauts gamma observés par *BATSE*. Les spectres qui sont tels que β n'existe pas ou pour lesquels $\beta < -4$ sont comptés dans le premier intervalle (d'après Preece et al. (2000)).

On représente habituellement les spectres par le produit $E^2 n(E)$ (équivalent au produit νF_ν) en fonction de l'énergie E : un exemple est donné dans la Fig. 1.6 pour le sursaut gamma GRB 990123 où l'analyse des données (Briggs et al. 1999) montre une énergie E_{peak} d'environ 720 keV, un index α de -0.6 et un index β de -3.1 .

La distribution de l'énergie de transition E_b , mesurée sur les sursauts gamma observés par *BATSE* et représentée sur la Fig. 1.7, est centrée autour de 200 keV et s'étend de la dizaine de keV au MeV. Plus récemment, suite aux observations de *FREGATE*, il a été montré que la proportion de sursauts gamma dont les énergies E_b et E_{peak} sont inférieures à 100 keV est plus élevée que celle révélée par *BATSE* (Barraud et al. 2003). Ces objets, plus faibles en énergie, ont été appelés *X-Ray rich GRBs* (autrement dit, sursauts

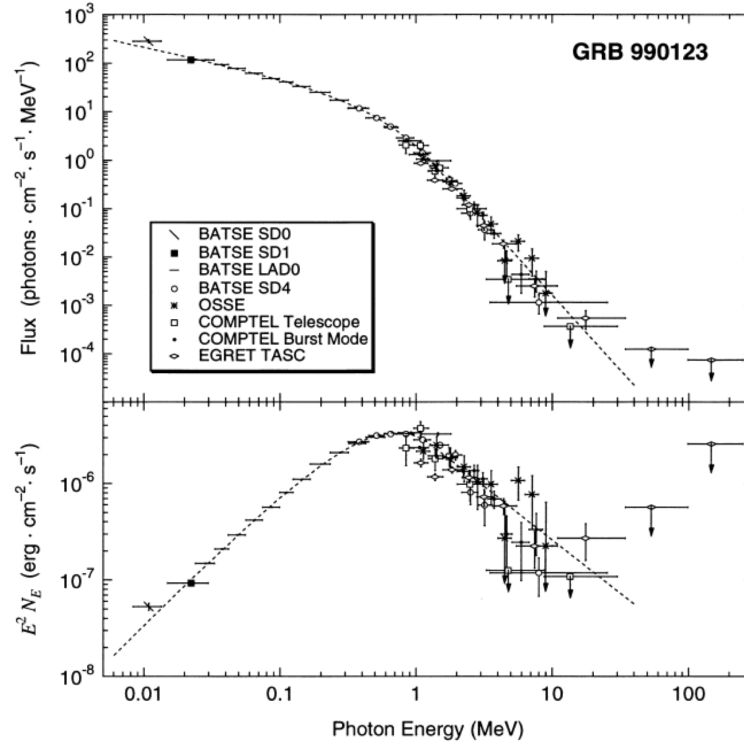


FIG. 1.6 – *Flux et spectre observé pour le sursaut gamma GRB 990123 par différents instruments (d'après Briggs et al. (1999)).*

gamma riches en rayons X). Cependant, outre le fait qu'ils n'ont pas ou qu'une très faible contrepartie optique, ils ne semblent pas représenter une classe à part dans les sursauts gamma. Enfin, d'autres objets similaires aux sursauts gamma ont été observés avec un E_{peak} inférieur à la trentaine de keV (Kippen et al. 2003) : ce sont les *X-Ray Flashes* (ou flashes de rayons X). Ces derniers ne semblent être qu'une prolongation à des énergies plus basses de la population des sursauts gamma (Lamb et al. 2004a).

Pour conclure, il est important de signaler que de nombreuses corrélations, que je ne détaillerai pas dans cette thèse, semblent exister entre les différents paramètres caractérisant l'évolution temporelle et spectrale des sursauts gamma. L'une d'elles, par exemple, nous indique que les spectres évoluent sensiblement au cours même de l'émission prompte (Kargatis et al. (1995), Ryde & Svensson (2002)) : pour de nombreux sursauts gamma, on constate, en effet, que l'énergie et le nombre des photons reçus diminuent au cours du temps en phase de décroissance d'un pulse. Une autre est la corrélation, sur laquelle nous reviendrons brièvement dans la prochaine section, entre l'énergie E_{peak} et l'énergie totale émise sous forme radiative par les sursauts gamma comme cela a été récemment évoquée, notamment suite aux observations de *Beppo-SAX* (Amati et al. 2002) et *FREGATE* sur *HETE-2* (Atteia et al. (2003), Lamb et al. (2004b)).

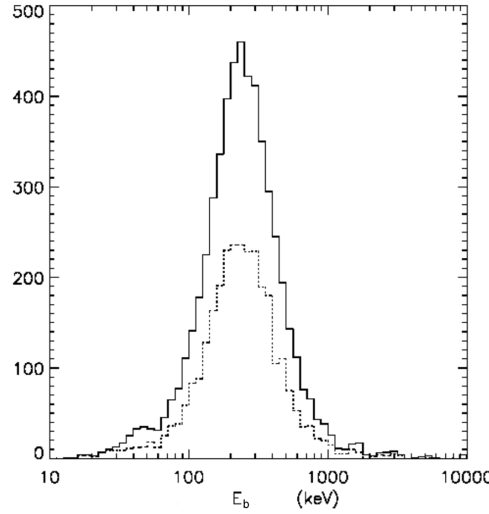


FIG. 1.7 – Distribution de l'énergie de transition, E_b , pour les sursauts gamma observés par BATSE (d'après Preece et al. (2000)).

1.2.2 Les *afterglows*

La détection des *afterglows*⁷ étant directement liée à la localisation des émissions promptes de rayonnement gamma, elle s'avéra impossible avec les instruments de *BATSE* qui n'avaient qu'une précision limitée à quelques degrés seulement. De plus, cette localisation devait se faire en un temps assez court car, on le sait à présent, les *afterglows* voient leur luminosité décroître rapidement avec le temps. Pour remédier à cela, le satellite *BeppoSAX* fût muni de détecteurs gamma et X lui permettant de fonctionner de la manière suivante : lorsqu'un sursaut gamma est détecté, le satellite oriente ses détecteurs X dans la boîte d'erreur fournie par les détecteurs gamma et donne ainsi une position précise à quelques arc-minutes seulement. Puis, en quelques dizaines de minutes, cette position est transmise à un réseau de télescopes au sol qui peuvent alors effectuer une recherche plus approfondie de l'*afterglow* dans des champs suffisamment réduits. Ainsi, c'est cette technique de localisation, utilisable pour l'instant uniquement sur des sursauts gamma longs, qui a permis d'observer la première contrepartie optique d'un sursaut gamma GRB 970228 en 1997. Depuis, de nombreux *afterglows* de sursauts gamma longs ont été observés et ce, dans différentes bandes spectrales. Si la mission *BeppoSAX* a pris fin en 2002, d'autres satellites l'ont remplacée dans cette tâche de pré-localisation des sursauts gamma : on peut citer *HETE-2*, *INTEGRAL* et bientôt *SWIFT*. Nous nous contenterons, dans cette section, d'évoquer uniquement quelques caractéristiques observationnelles des *afterglows*. Nous reviendrons plus tard sur leur interprétation théorique.

⁷ou émission multi-longueurs d'onde se produisant après l'émission prompt gamma.

Courbes de lumière et spectres - Il apparaît nettement que les courbes de lumière des *afterglows* sont décroissantes avec le temps (voir Fig. 1.8) dans les bandes X et optique/infrarouge. En bande radio, il faut en moyenne attendre une dizaine de jours avant que le flux n'atteigne un maximum pour diminuer ensuite. Les courbes de lumière peuvent alors être représentées par une succession de lois de puissance avec différents exposants : ainsi, le flux, F_ν , d'un *afterglow* à une fréquence ν et à un temps t sera tel que (Panaitescu & Kumar (2002), Sari et al. (1998)) :

$$F_\nu(\nu, t) \propto \nu^{-\alpha} \times t^{-\beta}, \quad (1.4)$$

où les paramètres α et β changent de valeurs à différentes fréquences de cassure et suivant l'instant d'observation de l'*afterglow*.

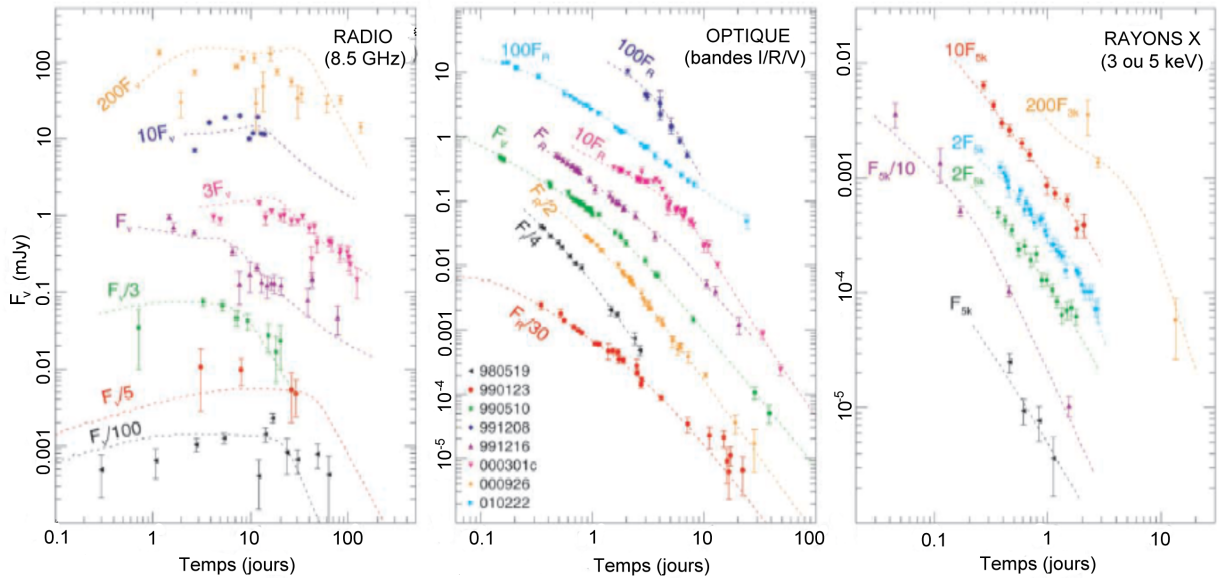


FIG. 1.8 – Courbes de lumière de différents *afterglows* dans différentes bandes d'énergie (d'après Panaitescu & Kumar (2001)).

Tous les *afterglows* n'ont pas toujours été détectés dans les trois bandes précédentes : par exemple, seulement 40 % environ des sursauts gamma observés par *BeppoSAX* ayant un *afterglow* détecté en bande X ont présenté une composante en optique. En revanche, les observations récentes de *HETE-2* ont montré, *a contrario*, que presque tous les *afterglows* ont effectivement une composante optique (Lamb et al. 2004b). Cela montre donc qu'une population d'*afterglow* de faible luminosité existe. Pour expliquer cela, trois hypothèses principales ont été avancées : la première consiste à dire que la composante optique est absorbée par de la poussière présente au voisinage du sursaut gamma (Lamb 2000). Dans la deuxième hypothèse, on considère tout simplement que le sursaut gamma possède un

grand *redshift* (Lamb & Reichart 2000). La dernière hypothèse, enfin, est qu'il existe des sursauts gamma ayant une composante optique intrinsèquement plus faible (Lazzati et al. 2002).

Détermination des redshifts - Comme nous l'avons évoqué au début de ce chapitre, la détection des *afterglows* a permis de se lancer, avec succès, dans la détermination des *redshifts* des sursauts gamma longs : c'est ainsi que l'on obtient une mesure de leur distance. En fait, deux méthodes consistant à mesurer des décalages de raies spectrales sont habituellement utilisées de manière indépendante sur chaque objet : la première consiste à mettre en évidence des raies d'absorption dans le spectre de l'*afterglow* comme dans le cas de GRB 970508, tandis que la seconde utilise la galaxie hôte du sursaut gamma qui fournit un spectre intrinsèque avec des raies d'émission. Ces méthodes ont permis de mesurer jusqu'à présent (début 2004) environ une trentaine de *redshifts* qui vont d'environ 0.1 à 4.5 (cas de GRB 000131) : ces résultats ont définitivement prouvé que les sursauts gamma sont produits à des distances cosmologiques (voir Fig. 1.9).

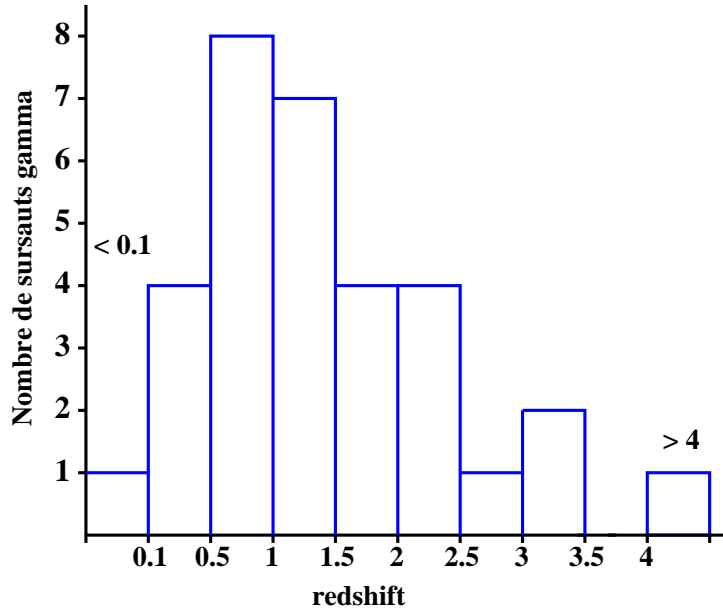


FIG. 1.9 – Distribution des *redshifts* mesurés pour un total de 32 sursauts gamma observés jusqu'en mars 2004. Quelques sursauts gamma dont le *redshift* n'a pas été confirmé ont été omis (D'après le site de J. Greiner : <http://www.mpe.mpg.de/jcg/grbrsh.html>).

Une des conséquences immédiates d'une distance cosmologique des sursauts gamma est l'importance de l'énergie libérée par ces objets en un temps aussi court. Pour des paramètres cosmologiques *standards*, l'énergie isotropique équivalente émise en rayonnement gamma, c'est-à-dire l'énergie libérée sous forme de rayonnement gamma en supposant que

ce dernier est émis de manière isotrope par l'objet, est telle que :

$$E_{iso} = 4\pi D^2(z) \frac{F_\gamma}{1+z} \simeq 10^{50} - 10^{54} \text{ ergs}, \quad (1.5)$$

où $D(z)$ est la distance photométrique déduite du *redshift*, z , et F_γ est le flux total reçu en rayonnement gamma.

Le caractère hautement relativiste de la matière éjectée par le sursaut gamma et responsable de l'émission gamma - nous y reviendrons dans le prochain chapitre - permet de montrer, à travers l'étude des courbes de lumière des afterglows, qu'il est possible de d'estimer l'angle solide dans lequel l'énergie du sursaut gamma est libérée (Rhoads 1997) (voir Annexe A). Si l'énergie isotropique équivalente peut varier sur plus de trois décades, il n'en est alors pas de même de l'énergie réellement libérée qui dépend quant à elle de l'angle solide d'émission, noté Ω , de la manière suivante :

$$E_\gamma = 4\pi D^2(z) \frac{\Omega}{4\pi} \frac{F_\gamma}{1+z}. \quad (1.6)$$

On obtient ainsi une énergie E_γ dont la distribution, beaucoup plus étroite, est comprise entre 10^{50} et 10^{51} ergs (Frail et al. 2001a).

Ces dernières années, une corrélation entre l'énergie du pic d'émission, E_{peak} , et l'énergie isotropique équivalente, E_{iso} , a été mise en évidence (Amati et al. (2002)) suivant la relation :

$$\frac{E_{peak}}{100 \text{ keV}} \simeq \sqrt{\frac{E_{iso}}{10^{52} \text{ ergs}}}. \quad (1.7)$$

Cette relation, si elle se confirme, montre que les sursauts gamma peuvent être considérés comme des *chandelles standards* c'est-à-dire des objets dont la luminosité peut être connue indépendamment de leur distance : en fait, ici, c'est le rapport $\sqrt{E_{iso}}/E_{peak}$ observé qui permettrait de d'obtenir une indication sur le *redshift*. Cependant, dans de récents travaux (Atteia et al. 2003), le rapport $\sqrt{E_{iso}}/E_{peak}$ n'a semblé montrer qu'une légère dépendance avec le *redshift* de la source, notamment au-dessus de $z = 1$: pour cette raison, il a été introduit de manière empirique une quantité X , supposée constante au niveau de la source, définie pour un observateur terrestre par (Atteia 2003) :

$$X \equiv \frac{N_\gamma}{E_{peak} \sqrt{T_{90}}}, \quad (1.8)$$

où N_γ est le nombre de photons émis par le sursaut gamma et observés dans la bande d'énergie $10^{-2} E_{peak} - 0.5 E_{peak}$ et T_{90} la durée mesurée du sursaut gamma. Cette quantité, contrairement au rapport précédent, apparaît fortement dépendante du *redshift* avec une relation quasi-linéaire entre les deux : cela permet de déduire un *pseudo-redshift* qui est très proche du *redshift* classique que l'on peut mesurer par ailleurs via les méthodes expliquées précédemment (mais uniquement pour certains sursauts gamma longs). Ainsi, ces *pseudo-redshifts*, déterminés grâce à des paramètres observationnels assez facilement

mesurables pourraient permettre d'évaluer le *redshift* d'un bien plus grand nombre d'objets qui étaient jusque là inaccessibles pour les mesures classiques de *redshift*. Là encore, de nouvelles observations seront nécessaires pour confirmer définitivement ces résultats.

Les galaxies hôtes - L'étude des galaxies hôtes des sursauts gamma longs a connu également un important essor, même si le nombre d'observations concernant ces objets est encore très faible pour obtenir des résultats statistiquement fiables (voir, par exemple, Djorgovski et al. (2001) ou Le Floch et al. (2003)). Si les galaxies hôtes permettent parfois de déterminer le *redshift* de certains sursauts gamma, on peut également utiliser l'*afterglow* de certains sursauts gamma pour obtenir le *redshift* de ces galaxies. Très brièvement, nous pouvons dire que la plupart de ces galaxies semblent appartenir à une classe de galaxies bleues faiblement lumineuses présentant un taux de formation stellaire élevé de quelques masses solaires par an voire plus, si l'on tient compte de l'absorption due à la poussière. Elles ont, par ailleurs, une faible luminosité en optique comme en infrarouge proche, ce qui indique qu'elles sont peu massives.

Si l'on sait encore relativement peu de choses sur les galaxies hôtes, il reste néanmoins que la localisation des sursauts gamma en leur sein - comme notamment leur présence ou non dans des régions de formation stellaire - apportera, dans l'avenir, des contraintes supplémentaires sur les différents processus de formation des progéniteurs de sursauts gamma. Enfin, l'exceptionnelle luminosité des sursauts gamma, même à grand *redshift*, font de ces objets d'excellentes sondes pour étudier l'Univers lointain et les galaxies primordiales : en effet, l'observation d'un *afterglow* situé, par exemple, à $z = 5$ une heure après la détection du sursaut gamma correspond à une émission, dans le référentiel de la source, qui s'est produite seulement dix minutes après l'émission prompt⁸ à une époque où l'émission rémanente est encore très intense. Une analyse spectroscopique de la lumière reçue fournirait donc de nombreuses indications sur le milieu galactique et intergalactique.

Sursauts gamma et supernovae - Depuis plusieurs années, un lien possible entre certains sursauts gamma et les supernovae a été envisagé dans de nombreux modèles. Les supernovae pourraient ainsi précéder ou se former en même temps que les sursauts gamma. Un sursaut gamma serait alors issu, par exemple, de l'effondrement du cœur de la supernova qui le précède. L'observation du sursaut gamma GRB 980425 apporta pour la première fois la preuve qu'une telle association était possible lorsqu'on détecta dans la même boîte d'erreur que le sursaut gamma la supernova SN1998bw. Cependant, le faible *redshift* associé à la supernova ($z = 0.0085$) impliquait que l'énergie émise par le sursaut gamma était de plusieurs ordres de grandeur plus faible que celle des sursauts gamma classiques. L'événement semblait donc trop particulier pour conclure. Il fallut attendre 2003 pour que l'association sursaut gamma/supernova connaisse une confirmation observationnelle éclatante (Stanek et al. 2003) : lors de l'observation de l'*afterglow* du sursaut gamma GRB 030329 - environ une semaine après la détection du sursaut gamma par *HETE-2* - on enregistra un spectre qui montra une étonnante similarité avec celui d'une

⁸Cela est dû à la dilatation des durées pour des grands *redshifts* : un phénomène dont la durée intrinsèque est Δt est observé pendant une durée $(1 + z) \Delta t$.

supernova de type Ic telle que SN 1998bw (voir Fig. 1.10). Celui-ci fût, pour cette raison, associé à celui d'une supernova que l'on appela SN 2003dh. La largeur des raies d'absorption dans le spectre de la *supernova/afterglow* SN 2003dh donna une vitesse d'expansion pour l'éjecta de matière proche de $36000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ c'est-à-dire bien plus élevée que la vitesse typique mesurée pour des supernovae de ce type.

L'étude des sursauts gamma jouerait donc un rôle important en ce qui concerne la fin de vie des étoiles massives en apportant de nouvelles réponses quant aux différents scénarii de formation des supernovae. De plus, ils pourraient permettre également de mieux connaître le taux de formation stellaire et ce, jusqu'à de grands *redshifts*, dans des régions où sont apparues les premières générations d'étoiles (population III).

Nous reviendrons, dans le prochain chapitre, sur les liens théoriques qui uniraient certains types de sursauts gamma avec des supernovae notamment lorsque nous évoquerons les processus de formation des sursauts gamma.

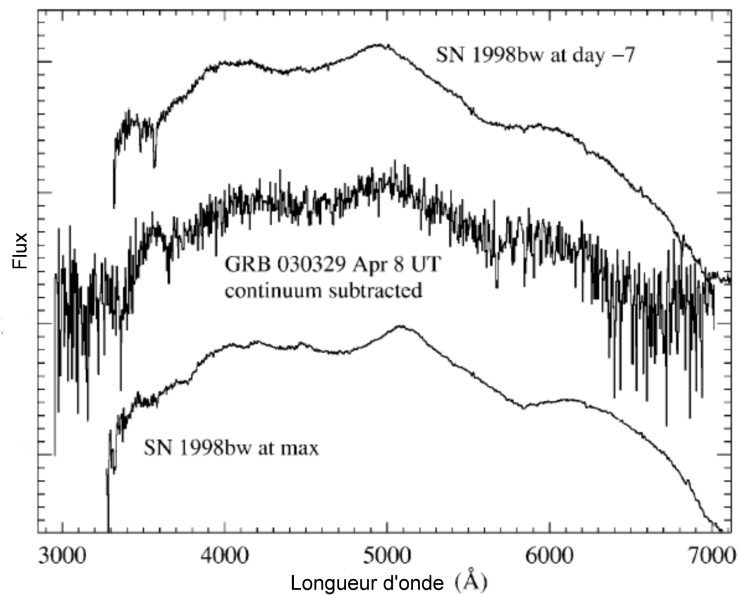


FIG. 1.10 – *Comparaison entre le spectre de l'afterglow du sursaut gamma GRB 030329 et le spectre de la supernova SN 1998bw de type Ic. Les deux spectres présentent une grande similarité (D'après Stanek et al. (2003)).*

Chapitre 2

Modélisation théorique des Sursauts Gamma

De nombreux modèles expliquant la formation des sursauts gamma ont été proposés depuis une trentaine d'années. Depuis, beaucoup de modèles ont dû être abandonnés suite aux nombreux résultats observationnels obtenus dès les années 90 comme ceux, par exemple, de l'expérience *BATSE*. Ainsi, les observations ont permis de conclure, d'une part, que les sursauts gamma se produisaient à des distances cosmologiques et, d'autre part, qu'une quantité considérable d'énergie devait être injectée dans de la matière en expansion relativiste comme nous le verrons au cours de ce chapitre. Nous pouvons présenter l'état de la recherche actuelle dans ce domaine de la manière suivante, en distinguant deux problèmes : le premier concerne le progéniteur c'est-à-dire l'objet constituant le moteur central du sursaut gamma. Quels sont et comment se forment les objets astrophysiques qui vont donner naissance à des sursauts gamma ? Comment ces objets peuvent-ils produire des sursauts gamma ? Ces deux questions, loin d'être tranchées, ont connu quelques réponses que j'essaierai de résumer dans la première section de ce chapitre. Le deuxième problème est, quant à lui, de rendre compte des caractéristiques observationnelles des sursauts gamma c'est-à-dire d'expliquer des phénomènes comme les émissions promptes ou les *afterglows* (voir le chapitre précédent) : le modèle que nous décrirons dans la deuxième section de ce chapitre est celui dit de la *boule de feu*¹ évoqué pour la première fois par Goodman (1986) et Paczynski (1986) puis repris par Rees & Mészáros (1992). Comme nous le verrons, ce dernier, regroupant à la fois le modèle des chocs internes et celui du choc externe, semble, pour l'instant, fournir la meilleure description théorique permettant d'expliquer les observations actuelles faites sur les sursauts gamma (même si des interrogations subsistent encore). Pour cette raison, c'est dans le cadre de ce modèle que nous nous placerons dans la suite de cette thèse afin d'étudier non seulement l'accélération des rayons cosmiques mais également l'émission à haute énergie qui peut être produite.

¹ou, en anglais, *the fireball model*

2.1 Origine et formation du moteur central

Les modèles qui essaient d'expliquer l'origine et la formation du moteur central d'un sursaut gamma doivent, en premier lieu, tenir compte de trois paramètres fondamentaux que sont i) la durée de l'émission prompte qui s'étend, comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre, d'environ 0.1 à quelques dizaines de secondes, ii) les variabilités dans les profils temporels des émissions promptes qui peuvent être de l'ordre de la milliseconde et, enfin, iii) la grande quantité d'énergie qui est libérée et qui est de l'ordre de 10^{51} ergs. Les deux échelles de temps précédentes, très différentes, montrent qu'une solution possible et raisonnable au problème du moteur central serait la formation d'un trou noir de masse stellaire entouré par un disque d'accrétion (ou un tore de matière) qui permettrait de produire et d'accélérer un jet de matière à des vitesses relativistes. Nous verrons dans la prochaine section consacrée au modèle de la *boule de feu* les arguments théoriques qui permettent de supposer que l'émission prompte des sursauts gamma ne peut être produite qu'au sein d'un jet de matière en expansion relativiste. La durée de cette émission prompte serait ainsi du même ordre de grandeur que le temps caractéristique d'accrétion du disque alors que les variabilités temporelles seraient, quant à elles, directement reliées à la taille du trou noir (environ 10^7 cm).

Bien que nous ne les aborderons pas ici, d'autres solutions existent cependant (voir, par exemple, Usov (1992) ou Lyutikov & Blandford (2003)) dans lesquelles le flot issu de l'objet central serait principalement de nature électromagnétique c'est-à-dire dominé par un flux de Poynting provenant directement de l'objet central. Ce dernier pourrait être, par exemple, une étoile à neutrons nouvellement formée en rotation rapide, que l'on appelle *magnétar* et qui est la source d'un intense champ magnétique (jusqu'à 10^{15} G).

Revenons à présent sur les modèles utilisant l'énergie d'un processus d'accrétion pour produire un jet de matière. Comment un trou noir entouré d'un disque d'accrétion suffisamment massif pour permettre la production d'un jet peut-il se former? Nous avons vu précédemment que deux types de sursauts gamma semblaient se différencier du point de vue observationnel : les sursauts *longs* et les sursauts *courts*. Même si, dans certains modèles, il peut être possible de regrouper les deux types de sursauts gamma (voir, par exemple, Yi & Blackman (1998)), les différences observationnelles qui ont été mises en évidence ces dernières années laissent à penser que différents scénarii, concernant la formation du progéniteur, pourraient exister suivant le type de sursaut gamma. Ce sont ces différents scénarii que je vais à présent résumer brièvement.

2.1.1 Les sursauts gamma longs

Rappelons que les sursauts gamma longs ont une émission prompte qui dure en moyenne plusieurs dizaines de secondes et qu'ils constituent, pour l'instant, les seuls sursauts gamma pour lesquels des *afterglows* ont été observés. Ces derniers ont d'ailleurs permis d'évaluer leurs *redshifts* qui sont, en moyenne, proches de 1 et qui impliquent donc une distance cosmologique pour ces objets.

Collapsars/hypernovae - Ce modèle de formation du moteur central, lié à la fin de vie d'une étoile massive, a été évoqué pour la première fois par Woosley (1993) sous le nom de *collapsar*² puis, il a été réintroduit par Paczynski (1998) qui préfère quant à lui le terme de *hypernova*. Contrairement au scénario de formation d'une supernova dans lequel l'effondrement d'une étoile massive aboutit à une étoile à neutrons, le *collapsar* résulte d'un effondrement du cœur d'une étoile de type Wolf-Rayet directement en trou noir. La forte émission de neutrinos aboutissant à la formation d'une supernova est ici avortée et l'on parle alors de supernova *ratée* : en effet, si l'étoile initiale possède un faible moment angulaire, presque toute la matière disparaîtra sous l'horizon des événements du trou noir nouvellement formé. Si, au contraire, le moment angulaire est très important, un disque d'accrétion se formera trop loin de l'objet central pour être chauffé par une émission de neutrinos ou pour engendrer un processus d'accrétion suffisant. Il faut donc un moment angulaire intermédiaire pour qu'un disque d'accrétion puisse se former suffisamment proche du trou noir. La formation d'un jet le long de l'axe de rotation du trou noir deviendrait alors possible : son énergie serait issue d'un processus d'accrétion de la matière du disque vers le trou noir et/ou d'annihilation de neutrinos sur le bord interne du disque. Afin de rendre compte de la durée typique d'un sursaut gamma long et de son intensité, il est nécessaire que l'étoile initiale ait complètement perdu son enveloppe car cette dernière pourrait dissiper l'énergie du jet. Pour cette raison, les sursauts gamma longs sont souvent associés à l'effondrement d'un cœur de supernova de type Ib/c. De plus, étant issus d'étoiles de plusieurs dizaines de masses solaires, les *collapsars* apparaîtraient principalement dans des régions de formation stellaire.

Même si, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, des observations comme celles effectuées sur l'*afterglow* du sursaut gamma GRB 030329 semblent appuyer ce type d'association sursaut gamma long/supernova, il reste difficile de comprendre comment l'accélération initiale du jet de matière donnant le sursaut gamma peut se produire malgré une densité de matière assez élevée autour de ce type d'étoile massive. De plus, le processus physique précis permettant le lancement du jet, que nous n'aborderons pas dans cette thèse, est encore assez flou d'un point de vue théorique : pour mieux le comprendre, il faudra sans doute de lourdes simulations numériques MHD qui prennent en compte, notamment, les effets du champ magnétique.

Supranovae - Ce processus, imaginés par Vietri & Stella (1998), suggère la formation du moteur central d'un sursaut gamma en deux étapes : la première est la formation d'une supernova classique à partir d'une étoile massive conduisant à la naissance d'une étoile à neutrons dite *supramassive* en rotation rapide entourée d'un disque de matière. Le terme *supramassive* signifie que l'étoile à neutrons serait bien trop massive pour supporter son propre champ de gravité si elle n'était pas en rotation rapide sur elle-même, c'est-à-dire si son moment angulaire n'était pas élevé. La seconde étape est alors la suivante : l'étoile à neutrons subit une perte importante de son moment angulaire via, par exemple, l'émission magnétique dipolaire ou l'émission d'ondes gravitationnelles. Cette perte de moment an-

²acronyme de *stellar collapse* ou effondrement d'étoile.

gulaire a pour conséquence de déstabiliser l'étoile à neutrons en quelques années (pour un champ magnétique de l'ordre 10^{12} G) et de la faire imploser en trou noir tout en libérant une grande quantité d'énergie sous forme d'ondes gravitationnelles. La configuration finale serait donc, comme dans le modèle précédent, un trou noir en rotation entouré d'un disque d'accrétion avec, bien évidemment, les mêmes problèmes théoriques concernant le lancement d'un jet pouvant donner lieu à un sursaut gamma.

Dans leur modèle, Vietri et Stella soulignent le fait que les conditions de formation, telles que l'explosion d'une supernova ou l'émission du dipôle en rotation constitué par l'étoile à neutrons, appauvrissent le milieu interstellaire environnant en diminuant la quantité de baryons qui est présente. Cette caractéristique du milieu environnant serait favorable au processus d'accélération initial du vent de matière donnant le sursaut gamma. Notons enfin que l'observation de GRB 030329 n'est apparemment pas compatible avec ce modèle puisque le délai entre la supernova observée et le sursaut gamma n'était que de quelques heures et non de quelques années ou de quelques mois.

Fragmentation d'un cœur de supernova - La fragmentation du cœur d'une étoile massive en rotation lors de la formation d'une supernova a été récemment envisagée par Davies et al. (2002). Certains des fragments produits pourraient être ici des étoiles à neutrons même si les conditions physiques menant à une telle fragmentation restent assez peu détaillées et sont encore à l'étude. La perte d'énergie due à l'émission d'ondes gravitationnelles conduirait, en un délai de quelques heures à quelques jours, à la coalescence des fragments et à la formation d'un trou noir central entouré d'un tore de matière ou d'un disque d'accrétion. Là encore, l'objet final est le même que dans les modèles précédents.

2.1.2 Les sursauts gamma courts

Comme nous l'avons vu, les sursauts gamma courts se caractérisent par des émissions promptes qui durent moins de 2 s. L'énergie totale qu'ils libèrent est assez peu précise car aucun *redshift* n'a pu être déterminé à ce jour et les observations concernant ce type de sursauts gamma sont beaucoup moins riches que pour les sursauts gamma longs : par exemple, aucun *afterglow* n'a pu être observé après des sursauts gamma courts. Cela est principalement dû à la mauvaise localisation des sources, mais il pourrait également s'agir d'une absence intrinsèque d'*afterglow* pour les sursauts gamma courts. Enfin, contrairement aux sursauts gamma longs, aucune observation ne montre pour l'instant une association entre un sursaut gamma court et une région de formation stellaire au sein d'une galaxie.

Le modèle principal qui est envisagé, concernant la formation du moteur central d'un sursaut gamma court, est celui de la coalescence d'un système binaire composé de deux étoiles à neutrons ou, d'une étoile à neutrons et d'un trou noir. Celui-ci a longtemps été considéré comme le modèle standard pour la formation du moteur central des sursauts gamma (voir, par exemple, Eichler et al. (1989) ou Narayan et al. (1992)). Même si l'association observée entre les sursauts gamma longs et les supernovae l'a presque définitivement écarté des scénarii possibles de formation des sursauts gamma longs, il reste néanmoins d'actua-

lité lorsqu'il s'agit d'expliquer les sursauts gamma courts. De plus, si le taux d'occurrence attendu pour de telles coalescences était jusqu'à présent trop faible pour expliquer le nombre de sursauts gamma courts observés, une récente réévaluation a montré que celui-ci était désormais tout à fait satisfaisant en étant de l'ordre de $\sim 2 \times 10^{-4}$ par an et par galaxie (Kalogera et al. 2004). Enfin, de récentes modélisations numériques (voir, par exemple, Rosswog et al. (2003) ou Belczynski et al. (2002)) ont montré que le temps caractéristique nécessaire à ce type de système binaire pour s'effondrer en trou noir pouvait varier de 10^5 à 10^9 ans : la coalescence de deux objets compacts pourrait ainsi avoir lieu dans des régions de formation stellaire (coalescence rapide) comme dans des régions périphériques plus éloignées des centres galactiques (coalescence plus lente).

Le résultat de ce type de coalescence est un trou noir d'environ $2.5 M_\odot$ (moins massif que dans les modèles précédents) entouré d'un tore de matière ayant une masse de quelque $0.1 M_\odot$. Ce modèle présente deux avantages principaux : le premier est que l'échelle de temps dynamique au bord interne du tore est de l'ordre de la milliseconde c'est-à-dire du même ordre de grandeur que les plus petites variabilités enregistrées dans les courbes de lumière des sursauts gamma (voir chapitre précédent). Le second est que l'environnement du trou noir aussi bien dans les régions situées de part et d'autre de son axe de rotation que dans des régions plus éloignées du système central (trou noir + tore) possède très probablement une faible densité de matière et reste donc favorable à tout processus d'accélération d'un jet de matière pouvant donner un sursaut gamma et tirant son énergie de l'objet central. Cependant, la coalescence de deux objets compacts pose le problème de la quantité d'énergie disponible dans le système central qui resterait, comme nous allons le voir dans le prochain paragraphe, insuffisante pour expliquer l'énergie reçue des sursauts gamma les plus lumineux.

2.1.3 Moteur central et énergie disponible

Nous avons vu que de nombreux scénarii, susceptibles d'engendrer un sursaut gamma, ont été étudiés et qu'ils aboutissent tous au même système final constitué d'un trou noir de masse stellaire (voir l'annexe D) entouré d'un disque d'accrétion ou d'un tore de matière. Nous n'aborderons pas dans cette thèse les détails théoriques précis permettant de comprendre comment une telle configuration (trou noir + tore) peut engendrer la production d'un jet relativiste. Ces processus complexes, étudiés dans le cadre de la MHD (magnéto-hydrodynamique) relativiste, sont encore très discutés aujourd'hui : aussi, on pourra consulter, par exemple, Begelman et al. (1984), van Putten & Levinson (2003) ou encore, Pelletier (2003).

Néanmoins, il est intéressant d'évaluer l'énergie disponible que peut procurer un tel moteur central et de voir si elle est suffisante pour former un jet de matière en expansion relativiste. Cette énergie se partage en deux réservoirs principaux que sont le trou noir et le disque : elle ne dépend en fait que de la masse du trou noir, de son paramètre de rotation (ou moment angulaire) et de la masse de son disque.

L'énergie maximale que l'on peut extraire du disque d'accrétion est directement liée à sa puissance d'accrétion c'est-à-dire à l'énergie libérée par un flot de matière arrivant depuis

l'infini jusqu'à la dernière orbite circulaire stable autour du trou noir³. En tenant compte des effets relativistes, cette puissance peut s'écrire ;

$$P_a = \epsilon_{acc} \dot{M}_a c^2, \quad (2.1)$$

où ϵ_{acc} est un paramètre caractérisant l'efficacité d'accrétion et \dot{M}_a est le taux d'accrétion de matière (en $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$). Notons qu'un trou noir peut être modélisé avec seulement deux paramètres qui sont sa masse, M_{TN} , et un paramètre de rotation, a , qui est défini par

$$a = \frac{J_{TN} \cdot c}{G \cdot M_{TN}^2}, \quad (2.2)$$

où J_{TN} est le moment angulaire total du trou noir. Pour un trou noir statique appelé *trou noir de Schwarzschild* ($a = 0$), ϵ_{acc} vaut environ 0.06 alors que pour un trou noir en rotation appelé *trou noir de Kerr*, il atteint au maximum 0.42 (pour $a = 1$). Ainsi, plus le trou noir se rapproche de son maximum de rotation, plus la puissance d'accrétion est importante. L'énergie maximale que l'on peut extraire d'un disque de masse M_D s'écrira simplement

$$E_D = \epsilon_{acc} \cdot M_D \cdot c^2, \quad (2.3)$$

qui est ce que l'on peut appeler l'énergie de liaison du disque. Pour savoir si une fraction appréciable de cette énergie peut être injectée dans un jet, il faut évaluer la puissance radiative émise par la matière accrétée. Cette puissance, notée P_r , doit être inférieure à la luminosité d'Eddington, L_E , définie comme la luminosité limite au-delà de laquelle il n'y a plus d'accrétion, la pression radiative s'opposant à la force gravitationnelle (Eddington 1917). On a donc l'inégalité suivante

$$P_r \leq L_E = \frac{4\pi c}{\sigma_T} G M_{TN} m_p \simeq 1.25 \times 10^{38} \left(\frac{M_{TN}}{1 M_\odot} \right) \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (2.4)$$

La puissance d'accrétion, P_a , est répartie entre la puissance radiative, P_r , et la puissance injectée dans chacune des deux composantes opposées du jet et notée P_j (Pelletier 2003) : $P_a = P_r + 2 P_j$ avec $P_r = \chi P_a$ et $P_j = (1 - \chi) P_a / 2$, $\chi \in [0, 1]$. Etant donnée la luminosité observée dans les sursauts gamma ($\sim 10^{51} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1}$) et la masse des trous noirs constituant les moteurs centraux ($<$ quelques dizaines de masses solaires), on peut dire que $P_j \gg P_r$ et donc $P_j \simeq P_a / 2$. Par ailleurs, la durée d'éjection d'un vent de matière dans les sursauts gamma, notée Δt_v , étant égale (voir la section suivante) à la durée des émissions promptes observés (entre ~ 0.1 s et quelques dizaines de secondes), tout mécanisme expliquant la production d'un jet pour ces objets doit permettre d'injecter une puissance de l'ordre de $E_D / \Delta t_v$.

³Pour un trou noir, on définit un rayon gravitationnel $r_g \equiv G M_{TN} / c^2$: la dernière orbite stable est alors située à $6 r_g$ pour un trou noir de Schwarzschild et à r_g pour un trou noir de Kerr au maximum de rotation.

Le second réservoir d'énergie à considérer est le trou noir lui-même. L'énergie disponible est encore ici fortement liée à la rotation du trou noir et peut être extraite via, par exemple, l'effet Blandford-Znajek (Blandford & Znajek 1977). Elle peut se définir simplement par

$$E_{TN} = \epsilon_{BZ} \cdot M_{TN} \cdot c^2, \quad (2.5)$$

où ϵ_{BZ} est une fraction de l'énergie de masse du trou noir qui vaut 0 si $a = 0$ et qui augmente rapidement avec a pour atteindre 0.29 lorsque $a = 1$ (trou noir au maximum de rotation).

Le tableau 2.1 illustre, suivant le scénario envisagé, les énergies et les différents paramètres que l'on vient d'évoquer.

Scénario	M_{TN} (en M_{\odot})	a	M_D (en M_{\odot})	E_D (en ergs)	E_{TN} (en ergs)
NS + NS	2.5	0.5-1	0.3	$2 \cdot 10^{53}$	10^{53} - 10^{54}
NS + TN	5	0-0.5	1	10^{53}	$2 \cdot 10^{53}$
WR	10	0-0.5	10	10^{54}	$5 \cdot 10^{53}$

TAB. 2.1 – *Estimations des caractéristiques en fonction de la configuration initiale (NS = étoile à neutrons, TN = trou noir, WR = étoile de Wolf-Rayet) (D'après Daigne (1999)).*

Même si les processus - que nous n'évoquerons pas - permettant d'extraire suffisamment d'énergie pour produire un jet de matière en expansion relativiste ne sont pas encore bien établis, on constate qu'un trou noir en rotation et son disque d'accrétion contiennent assez d'énergie pour espérer une telle production.

2.2 Le modèle de la « boule de feu »

Le modèle le plus couramment admis et expliquant de manière assez satisfaisante les observations relatives aux sursauts gamma, est celui dit de la *boule de feu* tel qu'il a été évoqué par Goodman (1986), Paczynski (1986) puis par Rees & Mészáros (1992). Bien qu'il n'apporte aucune solution au problème de la naissance du jet de matière, il part de l'hypothèse que ce dernier est produit et qu'une grande quantité d'énergie interne y est initialement injectée par un objet central tel que nous l'avons considéré précédemment c'est-à-dire un trou noir de masse stellaire entouré par un disque d'accrétion.

Généralement, le modèle de la *boule de feu* permet de regrouper des modèles décrivant des phases particulières dans l'expansion du vent de matière relativiste comme le modèle des chocs internes (Rees & Mészáros 1994) sur lequel nous reviendrons longuement et qui donne une interprétation de l'émission prompte mais également le modèle du choc externe qui est à l'origine de l'*afterglow*. Remarquons que le terme *boule de feu* a été introduit à l'origine pour décrire l'émission isotrope depuis l'objet central d'une coquille de matière : ce terme semble tout à fait impropre aujourd'hui puisque l'on considère habituellement

que l'objet central émet un vent de matière collimaté assimilable non pas à une mais à de nombreuses fractions de coquilles de matière représentant chacune des surdensités de matière à l'intérieur du vent.

Dans cette section, nous commencerons par expliquer quels arguments théoriques et observationnels permettent d'avancer l'idée qu'un vent de matière en expansion relativiste est nécessaire pour produire un sursaut gamma. Puis, nous étudierons l'évolution dynamique de ce vent de matière qui nous permettra de définir le cadre théorique dans lequel nous nous placerons lors des prochains chapitres, lorsque il sera question d'accélération de particules. Enfin, nous verrons quelles sont les principales caractéristiques radiatives du vent de matière au cours de son expansion : celles-ci nous permettront d'apporter, notamment, diverses contraintes sur l'émission à haute énergie issue de l'accélération des particules.

2.2.1 Nécessité d'un vent de matière relativiste

Comme nous l'avons vu précédemment, l'observation de photons à des énergies qui atteignent le MeV est fréquente lorsque l'on considère les émissions promptes. Cette énergie est voisine du seuil de création de paires pour la réaction $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$, et qui est telle que $\epsilon_1 \epsilon_2 > 2/(1 - \cos \theta)$ avec $\epsilon_i \equiv h \nu_i / m_e c^2$ pour les deux photons incidents et θ l'angle entre les directions d'arrivée des photons. Elle devrait donc constituer une énergie de coupure dans les spectres des sursauts gamma : en effet, on peut facilement estimer la profondeur optique, $\tau_{\gamma\gamma}$, qu'aurait le milieu émetteur en étant fixe par rapport à l'observateur terrestre pour des photons proches de cette énergie de seuil. Cette profondeur optique est directement reliée à ce que l'on appelle le *paramètre de compacité*⁴, noté ℓ_c , tel qu'il a été défini par Guilbert et al. (1983) puis par Svensson (1987) et qui s'écrit

$$\ell_c \equiv \frac{\sigma_T \xi_\gamma L_\gamma}{m_e c^3 R}, \quad (2.6)$$

où L_γ est la luminosité totale observée en photons gamma, ξ_γ la fraction de photons au-dessus du seuil de création de paires et R la taille caractéristique de la région émettrice. On montre alors que la profondeur optique pour des photons dont l'énergie est proche du seuil de création de paires ($\sim m_e c^2$) est telle que $\tau_{\gamma\gamma} \sim \ell_c / 4\pi$. Dans notre cas, la taille caractéristique de la région émettrice est donnée par les variabilités temporelles observées dans les courbes de lumière des sursauts gamma. Comme nous l'avons vu, ces dernières, notées δt , sont de l'ordre de quelques millisecondes : on peut donc dire que $R \leq c \delta t \simeq 3 \times 10^8$ cm. La luminosité observée pour un sursaut gamma étant de l'ordre de 10^{51} ergs.s⁻¹, on obtient facilement $\tau_{\gamma\gamma} \geq 7 \times 10^{12}$ avec $\xi_\gamma \lesssim 1$. Nous devrions donc avoir un milieu complètement opaque aux photons gamma que l'on observe. Ce paradoxe peut être levé si l'on considère que le milieu émetteur est en mouvement relativiste, avec un facteur de Lorentz Γ , par rapport à l'observateur terrestre et qu'il se déplace vers lui suivant la ligne de visée (Piran 1999). Les conséquences d'un tel mouvement sont les

⁴ou, en anglais, *compactness parameter*.

suivantes : tout d'abord, l'énergie des photons dans le référentiel lié au milieu émetteur, appelé *référentiel comobile*, est divisé par $\sim \Gamma$ (suite à l'effet Doppler, voir l'annexe A) ce qui réduit fortement la fraction ξ_γ de photons au-dessus du seuil de création de paires dans le référentiel comobile. En effet, cette fraction est divisée par un facteur $\sim \Gamma^{-2\beta-2}$ si β (~ -2) est l'indice spectral de la partie supérieure du spectre défini par la fonction de Band (voir le chapitre précédent). Par ailleurs, la luminosité intrinsèque est égale à L_γ/Γ^2 . Enfin, la taille caractéristique de la région émettrice doit être multipliée par $\sim \Gamma^2$, ce qui réduit encore la profondeur optique qui s'écrit désormais :

$$\tau_{\gamma\gamma} \sim \Gamma^{2\beta-2} \frac{\sigma_T \xi_\gamma L_\gamma}{4\pi m_e c^3 R}. \quad (2.7)$$

Le milieu sera donc optiquement mince aux interactions γ - γ lorsque $\tau_{\gamma\gamma} < 1$ c'est-à-dire lorsque $\Gamma > 100$. Dans un prochain paragraphe, nous donnerons une limite haute de Γ lorsque nous étudierons l'opacité du vent aux interactions e^- - γ .

Les sursauts gamma sont donc très probablement associés à des vents de matière dont les facteurs de Lorentz sont parmi les plus élevés de l'Univers⁵. Rappelons, à titre de comparaison, que l'onde de choc d'une supernova à une vitesse typique de l'ordre de $0.1c$ ($\Gamma \simeq 1$) uniquement et que les jets associés aux blazars ont des facteurs de Lorentz valant au plus quelques dizaines (Henri et al. 2004).

2.2.2 Evolution dynamique du vent de matière relativiste

Dans ce paragraphe, nous détaillons l'évolution dynamique du vent de matière lors des différentes phases de l'expansion relativiste tel que cela a été décrit dans le modèle de la boule de feu. Cette approche nous permettra de définir le cadre dynamique dans lequel nous nous placerons pour étudier l'accélération de particules au sein du vent de matière.

Commençons par définir les différents référentiels dans lesquels nous nous placerons : dans toute la suite, on appellera \mathcal{R}_c , le référentiel comobile ou référentiel moyen associé au vent de matière en expansion relativiste. Le référentiel associé à l'objet central qui est supposé fixe par rapport à l'observateur terrestre (on néglige l'expansion de l'Univers) sera noté \mathcal{R}_s . Enfin, nous définirons un référentiel, noté \mathcal{R} , lié à un observateur terrestre, quasiment identique à \mathcal{R}_s , mais dans lequel l'effet Doppler, due à la position particulière de l'observateur, modifie les quantités mesurées telles que, par exemple, les durées entre deux événements ou les énergies des photons reçus (voir l'annexe A).

Phase initiale - Initialement, l'objet central, dont la taille r_0 est d'environ 10^7 cm, libère sous forme d'un jet principalement constitué par des photons et des paires d'électrons - positrons (e^-e^+) une grande quantité d'énergie, E , de l'ordre de 10^{51} à 10^{52} ergs. Cette libération d'énergie se fait sur une durée totale, Δt_v , qui est comprise entre 0.1 s et quelques dizaines de secondes et qui correspond, comme nous allons le voir, à la durée

⁵Les vents de pulsars ont des facteurs de Lorentz plus élevés encore, qui sont de l'ordre de 10^6 .

des émissions promptes observées. Le jet, bien que produit au sein d'une région relativement pauvre en baryons, est supposé entraîner avec lui une quantité de matière de l'ordre de $10^{-6} M_\odot$ soit un nombre de baryons, N_b , d'environ 10^{51} . On peut considérer, dans une approche simplifiée du processus (Daigne & Mochkovitch 1998), que le vent de matière, de densité inhomogène, est constitué d'un nombre de couches, noté N_c , libérées successivement depuis l'objet central pendant toute la durée de production du jet et collimatées suivant un angle solide Ω ($\sim 4\pi/500$). L'épaisseur de chaque couche étant initialement de l'ordre de r_0 , le nombre de couches sera alors compris entre 1 et $c \Delta t_v / r_0$.

On admettra que l'énergie interne, initialement présente dans chaque couche de matière, est rapidement convertie en énergie cinétique durant la phase d'accélération initiale. Ainsi, le vent de matière pourra être considéré au départ comme un plasma de paires e^+e^- optiquement épais dominé par la pression radiative et comportant un faible chargement en baryons. On évalue la température initiale T_0 dans une couche de matière éjectée en supposant que celle-ci est sphérique avec un rayon voisin de r_0 : si E_c ($\sim E/N_c$) est l'énergie totale contenu dans la couche, on a

$$\frac{E_c}{(4/3)\pi r_0^3} = a_s T_0^4, \quad (2.8)$$

où $a_s = 7.56 \times 10^{-15}$ (C.G.S) est la constante de Stefan. La température s'écrit donc

$$T_0 = \left(\frac{3 E_c}{4\pi a_s r_0^3} \right)^{1/4}, \quad (2.9)$$

ce qui est l'ordre de quelques MeV pour une énergie $E_c \lesssim 10^{51}$ ergs.

La pression radiative, notée p , étant dominante, elle est directement relié à la densité totale d'énergie, notée e , regroupant les contributions des photons et des paires e^+e^- : $p = e/3 \propto T^4$ où T est la température. Les équations de conservation de l'énergie, de l'impulsion et du nombre de baryons en hydrodynamique relativiste peuvent alors se réécrire de la manière suivante en dimension 1, par unité de masse (avec $c = 1$) et en symétrie sphérique (Piran et al. 1993)

$$\frac{\partial}{\partial t}(n\Gamma) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 n \sqrt{\Gamma^2 - 1}) = 0, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(e^{3/4} \Gamma) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 e^{3/4} \sqrt{\Gamma^2 - 1}) = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\left(n + \frac{3}{4}e \right) \Gamma \sqrt{\Gamma^2 - 1} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(n + \frac{3}{4}e \right) (\Gamma^2 - 1) \right] = -\frac{1}{3} \frac{\partial e}{\partial r}, \quad (2.12)$$

où n est la densité de matière (mesurée dans \mathcal{R}_c), Γ est le facteur de Lorentz du vent de matière et r et t sont respectivement la distance à l'objet central et le temps mesurés dans \mathcal{R}_s . Notons, de plus, que l'indice adiabatique est pris égal à $4/3$.

Si l'on change la variable t en $u = t - r$ c'est-à-dire en une variable devenant quasiment

constante dès que $\Gamma > 1$, on obtient simplement :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n \sqrt{\Gamma^2 - 1}) = -\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{n}{\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 - 1}} \right), \quad (2.13)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 e^{3/4} \sqrt{\Gamma^2 - 1}) = -\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{e^{3/4}}{\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 - 1}} \right), \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(n + \frac{3}{4}e \right) (\Gamma^2 - 1) \right] &= -\frac{\partial}{\partial u} \left[\left(n + \frac{3}{4}e \right) \frac{\sqrt{\Gamma^2 - 1}}{\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 - 1}} \right] + \\ &\quad \frac{1}{3} \left[\frac{\partial e}{\partial u} - \frac{\partial e}{\partial r} \right]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

On montre alors que l'on peut négliger les termes des membres de droite dans le système d'équations précédent. En supposant que $\Gamma \gg 1$, on obtient

$$r^2 n \Gamma \simeq \text{constante}, \quad (2.16)$$

$$r^2 e^{3/4} \Gamma \simeq \text{constante}, \quad (2.17)$$

$$r^2 \left(n + \frac{3}{4}e \right) \Gamma^2 \simeq \text{constante}. \quad (2.18)$$

Au départ de chaque couche, la pression radiative étant dominante, $e \gg n$, on a donc : $\Gamma \propto r$, $n \propto r^{-3}$, $e \propto r^{-4}$ et enfin, la température T (définie dans \mathcal{R}_c) est telle que $T \propto r^{-1}$. L'évolution de Γ avec r traduit la conversion en énergie cinétique de l'énergie interne initiale durant une phase d'accélération brutale pour chaque couche de matière éjectée : cette accélération est en effet de l'ordre de $r c^2 / r_0^2$ soit, en r_0 , environ 10^9 fois l'accélération de la pesanteur à la surface du Soleil.

L'énergie cinétique d'une couche de matière atteint son maximum à ce que l'on appelle le *rayon de saturation*, noté r_s , c'est-à-dire lorsque l'énergie cinétique atteint une valeur proche de l'énergie totale libérée au départ dans la couche ($\sim E/N_c$). Aussi, en supposant que toutes les couches émises sont identiques, le facteur de Lorentz Γ pour une couche donnée sera tel que

$$\Gamma \lesssim \eta = \frac{E}{N_b m_p c^2}, \quad (2.19)$$

où le paramètre η , inversement proportionnel aux nombres de baryons entraînés dans le vent de matière, est appelé *paramètre de chargement baryonique*. Etant données les valeurs de E et de N_b , le paramètre de chargement baryonique est toujours très supérieur à 1. Par ailleurs, en prenant $\Gamma = 1$ en r_0 et d'après l'évolution de Γ avec r , le rayon de saturation devient : $r_s \simeq \eta r_0$.

Au-delà de r_s , comme $\Gamma \simeq \eta$, les équations de conservations fournissent les lois d'évolution suivantes : $n \propto r^{-2}$, $e \propto r^{-8/3}$ et la température peut s'écrire :

$$T \simeq 17 \times \left(\frac{T_0}{5 \text{ MeV}} \right) \left(\frac{\eta}{300} \right)^{-1} \left(\frac{r}{r_s} \right)^{-2/3} \text{ keV}. \quad (2.20)$$

A ce stade, la pression radiative n'est plus dominante ($e \ll n$) et n'intervient plus dans la dynamique des couches.

Dans \mathcal{R}_s , l'épaisseur d'une couche, notée Δr , est supposée rester constante et de l'ordre de r_0 jusqu'à ce qui est défini comme le *rayon d'élargissement*, noté r_b . On montre, d'après les équations (2.13) à (2.15), que ce rayon est tel que $r_b \simeq \eta^2 r_0$ (Goodman (1986), Piran et al. (1993)). Aussi, au-delà de r_b , l'épaisseur Δr devient égale à $\sim r/\eta^2$.

Dans le référentiel comobile \mathcal{R}_c et d'après l'évolution de Γ , l'épaisseur d'une couche, notée ΔR , est telle que $\Delta R = \Gamma \Delta r$ (par transformation de Lorentz) donc vaut r entre r_0 et r_s puis reste constante et égale à $\sim \eta r_0$ jusqu'à r_b . Enfin, pour $r \geq r_b$, $\Delta R \simeq r/\eta$.

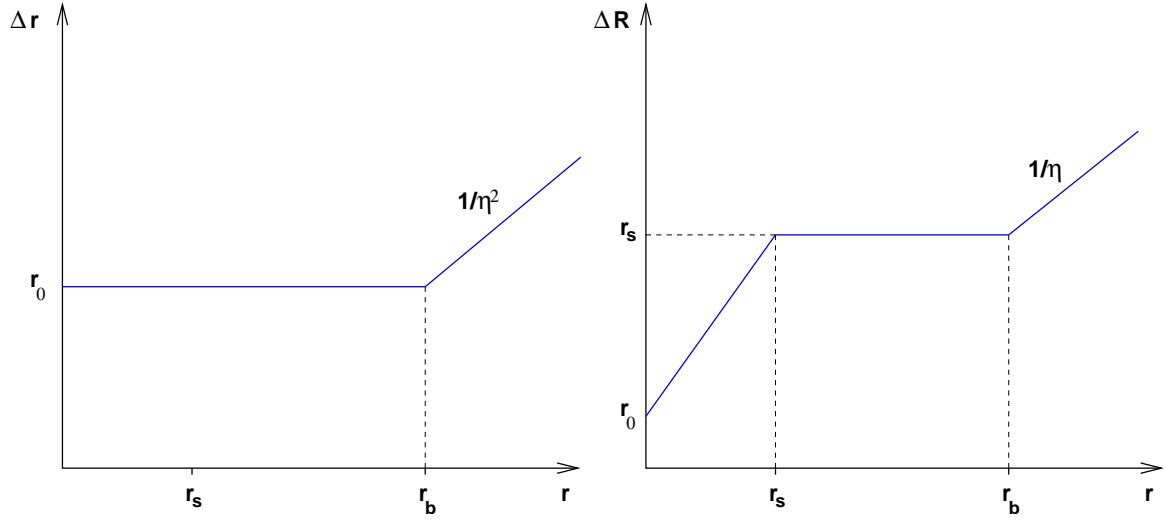


FIG. 2.1 – Evolution de l'épaisseur des couches éjectées en fonction de leur distance à l'objet central dans \mathcal{R}_s à gauche et dans \mathcal{R}_c à droite.

On peut, enfin, évaluer la densité volumique moyenne de particules, n , par couche de matière éjectée. D'après les lois d'évolution précédentes, elle s'écrit :

$$n \simeq \begin{cases} 2.4 \times 10^{27} \left(\frac{N_c}{100}\right)^{-1} \left(\frac{N_b}{10^{51}}\right) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3} \text{ cm}^{-3}, \\ 9.0 \times 10^{19} \left(\frac{N_c}{100}\right)^{-1} \left(\frac{N_b}{10^{51}}\right) \left(\frac{\eta}{300}\right)^{-3} \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-2} \text{ cm}^{-3}, \end{cases} \quad (2.21)$$

respectivement pour $r \lesssim r_s$ et pour $r_s < r \lesssim r_b$ avec $n(r_0) \simeq 3 N_b / (4\pi r_0^3 N_c)$. Jusqu'au rayon de saturation, cette densité est comparable à la densité d'un solide ($\sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$).

Phase des chocs internes - Le modèle des chocs internes a été proposé par Rees & Mészáros (1994) pour, d'une part, rendre compte des rapides variabilités ($\gtrsim 1 \text{ ms}$) observées dans les courbes de lumière des sursauts gamma et, d'autre part, pour donner un mécanisme susceptible d'être à l'origine de l'énergie reçue au cours de l'émission prompt. Nous avons vu que les couches de matière émises ont toutes, après r_s , un facteur de Lorentz de l'ordre de η . Cependant, des différences entre les facteurs de Lorentz existent,

notamment parce que les couches éjectées n'ont pas toutes les mêmes masses ou les mêmes énergies au départ. Considérons deux couches émises à des dates séparées par un intervalle de temps Δt et qui ont des facteurs de Lorentz, Γ_1 pour la première et Γ_2 pour la seconde. Supposons que $\Gamma_2 > \Gamma_1 \gg 1$, alors les positions de chacune des couches, dans \mathcal{R}_s , à un instant t (avec $t = 0$ lorsque la première couche est émise), notées respectivement r_1 et r_2 , seront telles que

$$r_1(t) \simeq \left(1 - \frac{1}{2\Gamma_1^2}\right) ct + r_0, \quad (2.22)$$

$$r_2(t) \simeq \left(1 - \frac{1}{2\Gamma_2^2}\right) c(t - \Delta t) + r_0. \quad (2.23)$$

La collision entre les deux couches aura lieu lorsque $r_1 = r_2$, c'est-à-dire à l'instant de collision,

$$t_c \simeq \frac{2\Gamma_1^2\Gamma_2^2}{\Gamma_2^2 - \Gamma_1^2} \Delta t \simeq 2\eta^2 \Delta t. \quad (2.24)$$

Dans \mathcal{R}_c , si la collision produit instantanément un pulse lumineux, ce pulse sera observé, dans \mathcal{R} , pendant une durée $\Delta t_p \simeq t_c/2\eta^2$ (voir l'annexe A). Ainsi, les plus petites variabilités observées montrent que les premières collisions peuvent avoir lieu dès la date $t_b \simeq \eta^2 r_0/c$ (avec $\Delta t_p \sim r_0/c \sim 1$ ms). Autrement dit, elles apparaissent donc dès le rayon r_b ($\sim 10^{12}$ cm) et ce rayon définit donc ce que l'on peut appeler le début de la *phase des chocs internes*.

On peut avoir ainsi une estimation de la durée pendant laquelle le vent est produit dans \mathcal{R}_s si l'on considère deux couches de matière séparées au départ par un intervalle de temps proche de Δt_v . En supposant que la seconde est plus rapide que la première, la durée du pulse enregistrée dans \mathcal{R} à leur collision sera $\Delta t_p \simeq \Delta t_v$. Comme $\Delta t \leq \Delta t_v$, ce pulse sera parmi les derniers produits et sa durée fournira donc une bonne estimation de la durée d'émission du vent au niveau de l'objet central (i.e dans \mathcal{R}_s). Enfin, la distance à laquelle se produisent les derniers pulses est $\simeq 2\eta^2 c \Delta t_v$ ($\sim 10^{16}$ cm) : elle marque la fin de la phase des chocs internes. Nous verrons qu'elle correspond également, de manière fortuite, à la distance à laquelle les couches commencent à ralentir.

La durée de l'émission prompte pour l'observateur, Δt_{obs}^{pr} , peut être définie comme étant la durée séparant le début du premier pulse de la fin du dernier pulse. Dans \mathcal{R}_s , la durée de l'émission prompte, Δt^{pr} , sera la durée séparant le premier du dernier pulse : il n'y a ici aucun étalement des pulses. On écrit, d'après l'équation (2.24), $\Delta t^{pr} \simeq 2\eta^2 (\Delta t_v - \Delta t_{min}) \simeq 2\eta^2 \Delta t_v$ où Δt_{min} ($\ll \Delta t_v$) est l'intervalle de temps minimal séparant l'émission de deux couches. Pour l'observateur dans \mathcal{R} , la durée Δt^{pr} est contractée d'un facteur voisin de $2\eta^2$ mais il faut rajouter l'étalement du dernier pulse (voir la Fig. 2.2) qui est aussi de l'ordre de Δt_v . La durée de l'émission prompte sera donc

$$\Delta t_{obs}^{pr} \lesssim \frac{\Delta t^{pr}}{2\eta^2} + \Delta t_v \simeq 2\Delta t_v. \quad (2.25)$$

Si l'on tient compte du *redshift* dû à la distance cosmologique de la source, on obtient $\Delta t_{obs}^{pr} \simeq (1+z) \Delta t_v$. Dans la suite, on négligera cette correction en supposant que $z \lesssim 1$. La longueur totale du vent de matière est, quant à elle, mesurée en regardant défilier le vent en un point situé à une distance r ($> r_s$) dans \mathcal{R}_s . L'intervalle de temps mesuré entre le début et la fin du vent étant, par définition, Δt_v , sa longueur, dans \mathcal{R}_s , sera simplement $L_v \simeq c \Delta t_v$. En revanche, l'intervalle de temps entre les deux événements précédents dans le référentiel comobile \mathcal{R}_c est dilaté d'un facteur η . La longueur propre du vent est donc $L_{cv} \simeq c \eta \Delta t_v$.

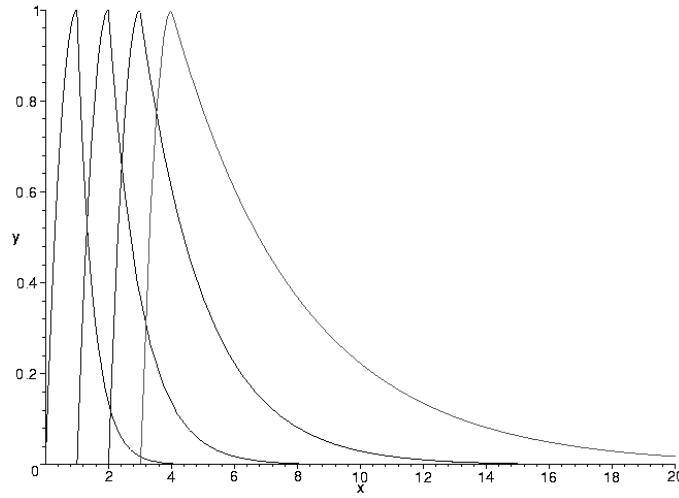


FIG. 2.2 – Allure des pulses (flux de photons en y) enregistrés par l'observateur dans \mathcal{R} au cours du temps (en x) ; chaque pulse est dû à la collision de deux couches de matière. Plus le pulse est tardif, plus sa largeur est importante et se rapproche de la durée d'émission du vent. La durée de l'émission prompte pour l'observateur est, elle aussi, de l'ordre de la durée d'émission du vent.

Intéressons-nous à présent au résultat d'une collision inélastique entre deux couches. Soit m_1 et m_2 les masses des deux couches considérées précédemment, les équations de conservations de l'énergie et de l'impulsion s'écrivent

$$m_1 \Gamma_1 + m_2 \Gamma_2 = (m_1 + m_2 + \mathcal{E}_i/c^2) \Gamma_r, \quad (2.26)$$

$$m_1 \sqrt{\Gamma_1^2 - 1} + m_2 \sqrt{\Gamma_2^2 - 1} = (m_1 + m_2 + \mathcal{E}_i/c^2) \sqrt{\Gamma_r^2 - 1}, \quad (2.27)$$

où E_i est l'énergie interne produite par la collision dans le référentiel de la couche résultante et Γ_r est le facteur de Lorentz de la couche résultante.

Comme $\Gamma_2 > \Gamma_1 \gg 1$, ces deux équations permettent d'obtenir Γ_r qui est tel que :

$$\Gamma_r \simeq \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} \sqrt{\frac{m_1 \Gamma_1 + m_2 \Gamma_2}{m_1 \Gamma_2 + m_2 \Gamma_1}}, \quad (2.28)$$

ce qui donne, lorsque $m_1 = m_2$, $\Gamma_r = \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2}$.

L'énergie interne produite dans la couche résultante s'écrit, dans \mathcal{R}_s , $E_i = \Gamma_r \mathcal{E}_i$, c'est-à-dire

$$E_i = m_1 c^2 (\Gamma_1 - \Gamma_r) + m_2 c^2 (\Gamma_2 - \Gamma_r). \quad (2.29)$$

On peut définir alors un paramètre ϵ caractérisant l'efficacité de la conversion d'énergie cinétique en énergie interne (Piran 1999) :

$$\epsilon = 1 - \frac{(m_1 + m_2) \Gamma_r}{m_1 \Gamma_1 + m_2 \Gamma_2}. \quad (2.30)$$

La conversion sera d'autant plus efficace que la différence entre Γ_1 et Γ_2 sera importante et que les masses m_1 et m_2 seront égales. La distribution des facteurs de Lorentz dans le vent de matière est donc une donnée essentielle caractérisant l'efficacité de la conversion. Une grande partie de cette énergie interne est ensuite reconvertie en émission radiative non thermique et permet d'expliquer les émissions promptes observées : nous reviendrons sur ce point lorsque nous détaillerons les processus d'accélération de Fermi des particules et leurs conséquences sur l'émission à haute énergie.

Phase de décélération - Dans cette dernière phase, la dynamique des couches éjectées devient sensible à la densité de matière du milieu extérieur : le vent de matière est ralenti. L'interaction entre le vent de matière en expansion relativiste et le milieu extérieur donne naissance à deux chocs. Le premier est le choc qui se produit à l'avant du vent relativiste et qui est appelé *choc externe*. Ce choc balaie le milieu environnant à une vitesse proche de celle du vent. Le second choc traverse quant à lui l'intérieur du vent, c'est le *choc en retour*. Il se produit lorsque l'arrière du vent rattrape l'avant qui est ralenti par la matière extérieure choquée. Ce choc retour s'ajoute aux chocs internes précédemment évoqués. Le modèle du choc externe a été proposé par Meszaros & Rees (1997) pour rendre compte de l'émission dite *afterglow* : cette dernière serait produite par une populations d'électrons, accélérés par le choc externe, à l'origine d'un rayonnement synchrotron. Depuis, les observations de différents *afterglows* ont permis de confirmer de manière très satisfaisante la validité des prédictions de ce modèle.

On peut, de manière schématique, distinguer quatre régions de densités différentes de l'extérieur vers l'intérieur du vent (voir la Fig. 2.3) : tout d'abord, il y a le milieu extérieur non choqué que le choc externe n'a pas encore atteint et dont la densité est faible (région (1) sur la Fig. 2.3), puis il y a le milieu extérieur choqué juste à l'avant du vent relativiste où la densité est beaucoup plus élevée (région (2)). Une discontinuité de contact, avec un fort gradient de vitesse et de pression, sépare cette dernière région d'une autre, à l'intérieur du vent, dans laquelle le milieu est choqué par le choc en retour (région (3)). Enfin, il existe une région du vent moins dense que les deux précédentes qui n'a pas encore été choquée par le choc retour et qui n'est soumise qu'aux chocs internes (région (4)).

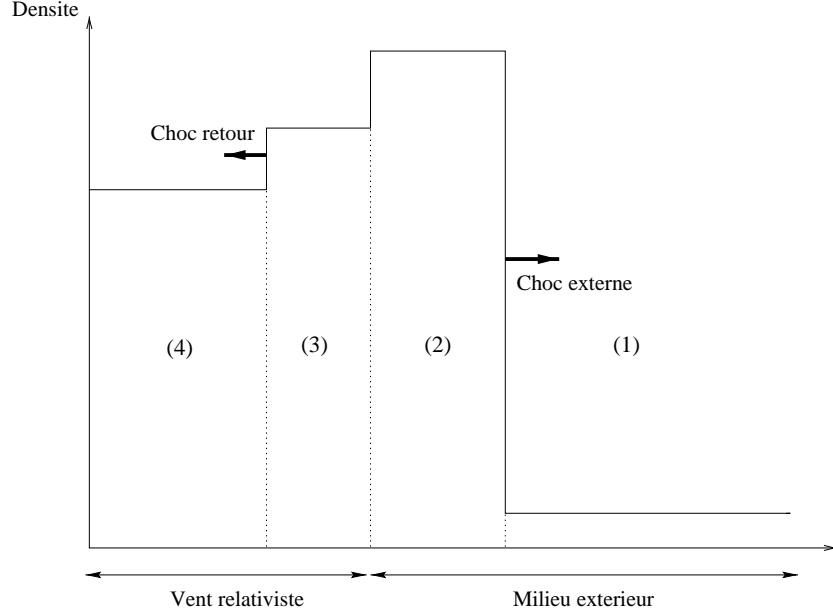


FIG. 2.3 – Représentation de l'interaction entre le vent de matière en expansion relativiste et le milieu extérieur (D'après Sari et al. (1996)).

L'un des points importants du modèle du choc externe et de l'émission *afterglow* qui en résulte est de pouvoir estimer la densité du milieu extérieur. Comme nous l'avons vu précédemment dans les scénarii de formation du moteur central, les sursauts gamma pourraient se produire dans des régions très différentes : dans le cas d'une coalescence d'objets compacts, le moteur central pourrait se former loin des régions centrales ou des régions de formation stellaire de la galaxie hôte c'est-à-dire dans des régions où la densité de matière est faible. En revanche, dans les modèles du type collapsar, le sursaut gamma naîtrait non seulement dans une région de plus forte densité (au cœur des régions de formation stellaire) mais son environnement immédiat serait, de plus, enrichi par le vent de matière issu de l'étoile massive initiale.

Une solution analytique auto-similaire a été développée par Blandford & McKee (1976) pour les chocs ultra-relativistes dans un cadre analogue au problème de Sedov pour les enveloppes de supernovae. Nous évaluerons simplement ici l'ordre de grandeur du rayon à partir duquel une couche de matière commence à ralentir en formant un choc externe ultra-relativiste. Pour des calculs plus précis, on pourra voir, par exemple, Sari (1997), Waxman (1997) ou encore Cohen et al. (1998).

On montre que l'interaction entre le vent de matière en expansion relativiste et le milieu extérieur peut être caractérisée par la *longueur de Sedov*, notée ℓ_s , qui est telle que

$$E = m_p c^2 \int_0^{\ell_s} \Omega n(r) r^2 dr, \quad (2.31)$$

où E est l'énergie du vent de matière et $n(r)$ est la densité volumique du milieu extérieur.

Une population de baryons de masse M_b capturée et isotropisée dans le référentiel \mathcal{R}_c aura une énergie égale à $\Gamma_0 M_b c^2$ où $\Gamma_0 (\simeq \eta)$ est le facteur de Lorentz du vent. Dans \mathcal{R}_s , cette même masse de baryons, balayée par le vent, aura une énergie égale à $\Gamma_0^2 M_b c^2$. Une fraction importante de l'énergie cinétique du vent de matière sera donc convertie en énergie thermique lorsque le vent aura balayé une masse dans le milieu extérieur égale à M/Γ_0 où M est la masse contenue dans le vent (Katz 1994). Cela se produit, par définition, au rayon de décélération qui s'écrit, pour un milieu extérieur ayant une densité volumique homogène telle que $n(r) = n_0 = 10$ particules/cm³,

$$r_d = \frac{\ell_s}{\Gamma^{2/3}} = 4.5 \times 10^{16} \left(\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{\Omega/4\pi}{2 \times 10^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{\Gamma_0}{300} \right)^{-2/3} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/3} \text{ cm}. \quad (2.32)$$

Ce rayon de décélération dépend fortement de la densité du milieu extérieur puisque cette dernière peut varier sur plusieurs ordres de grandeur : en effet, dans le cas d'un sursaut gamma issu de la coalescence d'objets compacts, la densité est de l'ordre de 10^{-3} cm^{-3} alors que, autour d'un collapsar, elle peut atteindre les 10^3 cm^{-3} . Ainsi, comme cela est illustré sur la Fig. 2.4, le rayon de décélération varie facilement d'un facteur 100 suivant la densité considérée.

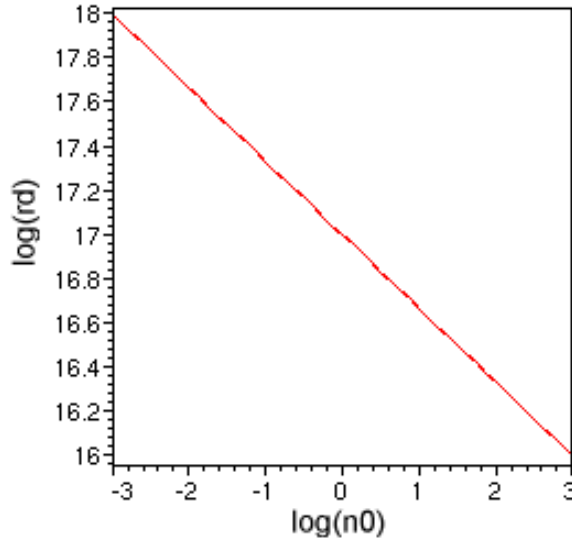


FIG. 2.4 – Evolution du rayon de décélération, r_d , suivant la densité, n_0 , supposée homogène, du milieu extérieur (échelles logarithmiques).

Par ailleurs, en considérant que l'évolution du vent est adiabatique au début de la phase de décélération, c'est-à-dire en négligeant les pertes radiatives, la conservation de l'énergie totale (pour $r \gtrsim r_d$) donne $\Gamma = \Gamma_0 (r/r_d)^{-3/2}$.

De plus, la vitesse de propagation du choc externe dans le milieu extérieur, au début de

la phase de décélération, a, quant à elle, un facteur de Lorentz égal à $\sqrt{2}\Gamma_0$ (Blandford & McKee 1976) alors que la matière choquée à l'arrière du choc externe a un facteur de Lorentz proche de Γ_0 : l'épaisseur du milieu extérieur choqué sera donc simplement $\Delta R_{\text{mext}} \simeq ct/4\Gamma_0^2$. Notons, enfin, que la densité du milieu extérieur choqué est, dans \mathcal{R}_s , de l'ordre de $4\Gamma_0^2 n_0$.

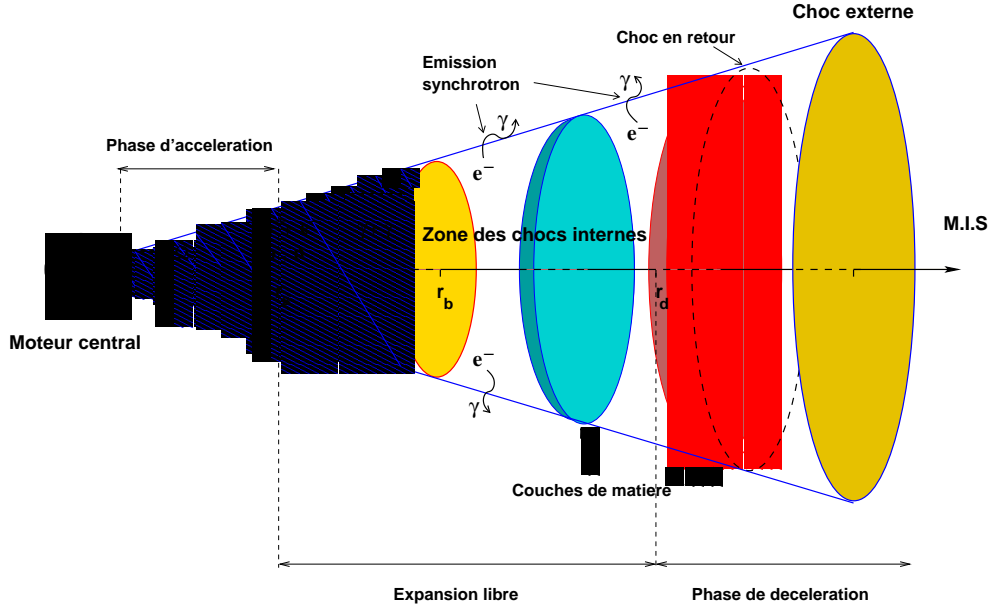


FIG. 2.5 – Illustration du vent de matière collimaté en expansion ultra-relativiste selon le modèle des chocs internes : les couches de matière issues de l'objet central connaissent plusieurs phases dynamiques durant leur expansion relativiste avant d'être ralenties par le milieu extérieur (voir dans le texte).

2.2.3 Quelques caractéristiques radiatives

Nous étudions ici les caractéristiques radiatives du vent de matière jusqu'à la fin de la phase des chocs internes. Comme nous l'avons vu précédemment, l'absence de coupure à haute énergie dans les spectres des sursauts gamma a permis de montrer, via le problème de la compacité, que les photons observés étaient issus d'un vent de matière en expansion ultra-relativiste. Cela a pour conséquence, comme nous allons le voir, que les couches de matière sont initialement (jusqu'à r_s au moins) opaques aux interactions $e^- - \gamma$. En outre, la température électronique, donnée par l'équation (2.20), montre que les électrons sont non relativistes ($T \ll m_e c^2$) au-delà de r_s . Commençons alors par déterminer le rayon au-delà duquel les couches de matière deviennent transparentes aux interactions $e^- - \gamma$: celui-ci, noté r_* , sera appelé *rayon photosphérique*.

Remarquons tout d'abord que l'épaisseur transverse des couches de matière, qui est de

l'ordre de $\sqrt{4\Omega/\pi} r$ à la distance r , reste toujours supérieure, au-delà du rayon $\eta \sqrt{\pi/4\Omega} r_0$ soit quelques r_s seulement, à l'épaisseur radiale, ΔR , calculée dans le paragraphe précédent. La profondeur optique associée aux interactions $e^- \gamma$ peut alors s'exprimer simplement comme étant : $\tau_\star \simeq \sigma_T n_e \Delta R$ où n_e est la densité volumique en électrons mesurée dans \mathcal{R}_c . L'électro-neutralité du milieu permet de poser $n_e = n_p$ avec n_p qui est la densité volumique en protons. En supposant que le nombre de protons est environ égal aux nombre total de baryons (qui comprend des neutrons), on obtient facilement :

$$n_e \simeq \frac{\xi_c E}{\eta \Omega r^2 \Delta R m_p c^2}, \quad (2.33)$$

avec $\xi_c \equiv 1/N_c$. La profondeur optique s'écrira ainsi

$$\tau_\star \simeq \frac{\xi_c \sigma_T E}{\eta \Omega r^2 m_p c^2}. \quad (2.34)$$

Il est intéressant de définir une valeur critique du paramètre de chargement baryonique η pour laquelle le rayon photosphérique, obtenu en posant $\tau_\star = 1$, est situé en r_b c'est-à-dire au début de la phase des chocs internes (Gialis & Pelletier 2004a) : cette valeur, notée η_\star , est telle que

$$\eta_\star \simeq 1780 \left(\frac{\xi_c}{10^{-1}} \right)^{1/5} \left(\frac{\Omega/4\pi}{2 \times 10^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5}. \quad (2.35)$$

Comme cela est représenté sur la Fig. 2.6, η_\star est autour de 1000 pour une centaine de couches et diminue jusque vers 400 lorsque le nombre de couches augmente vers 10^4 comme ce peut être le cas pour un sursaut gamma long d'une dizaine de secondes.

La définition de η_\star permet d'exprimer simplement le rayon photosphérique en fonction de r_b : ce dernier peut s'écrire

$$r_\star = r_b \left(\frac{\eta_\star}{\eta} \right)^{5/2}. \quad (2.36)$$

Nous pouvons alors déduire une borne supérieure pour le chargement baryonique η : en effet, si $r_\star < r_s$ alors l'énergie interne s'échappera sous la forme d'une émission thermique avant même de s'être convertie en énergie cinétique. La nécessité d'un vent en expansion ultra-relativiste impose donc $r_\star > r_s$ ce qui se traduit par $\eta < \eta_\star^{5/3}$. Différents auteurs, comme, par exemple, Derishev et al. (2001), ont montré que les facteurs de Lorentz associés aux vents de matière dans les sursauts gamma étaient compris entre 100 et 1000. Si l'on compare les valeurs de η avec celles de η_\star , on voit, d'après l'équation (2.35), que le rayon photosphérique peut être supérieur à r_b : autrement dit, pour certains sursauts gamma, la phase des chocs internes peut commencer lorsque le vent de matière est encore optiquement épais. Nous verrons, dans la prochaine partie de cette thèse, l'une des conséquences de cela lorsque nous traiterons de l'accélération des rayons cosmiques. Par ailleurs, nous supposerons qu'au-delà de r_\star les électrons et les photons se découplent.

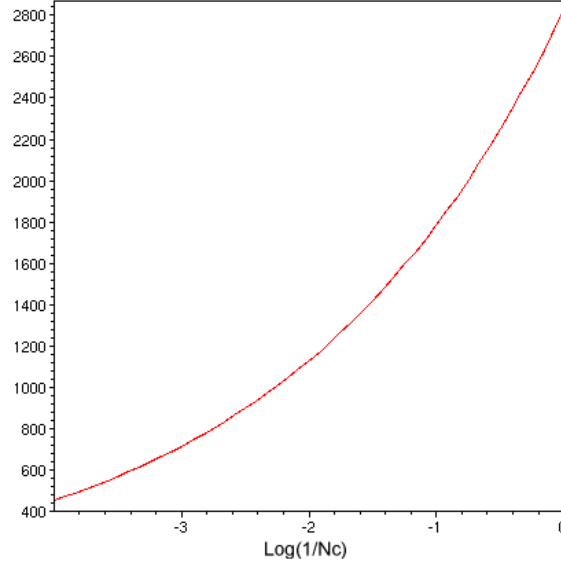


FIG. 2.6 – Variation du paramètre de chargement baryonique critique η_* en fonction du nombre de couche N_c (l'abscisse est en $\log(1/N_c)$).

L'émission thermique, qui est produite à r_* , donnera un spectre de corps noir dont la température, définie dans \mathcal{R}_c , sera telle que (d'après l'équation (2.20))

$$T_* = 0.37 \left(\frac{T_0}{5 \text{ MeV}} \right) \left(\frac{\eta}{300} \right)^{-5/3} \left(\frac{\eta_*}{\eta} \right)^{-5/3} \text{ keV}. \quad (2.37)$$

La luminosité de ce corps noir, notée L_{CN} , peut être comparée à celle de l'émission prompte observée. On a la relation suivante : $L_{CN} = \chi L_\gamma = \eta^2 \Omega r_*^2 \sigma T_*^4$ où la luminosité de l'émission prompte, L_γ , est de l'ordre de $E/\Delta t_v$ soit $\sim 10^{51} \text{ ergs.s}^{-1}$.

Nous pouvons donc déduire une seconde expression concernant la température qui est

$$T_* = 0.47 \left(\frac{\chi}{10^{-1}} \right)^{1/4} \left(\frac{\Omega/4\pi}{2 \times 10^{-3}} \right)^{-1/4} \left(\frac{L_\gamma}{10^{51} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{1/4} \left(\frac{\eta}{300} \right)^{-3/2} \left(\frac{\eta_*}{\eta} \right)^{-5/4} \text{ keV}. \quad (2.38)$$

En comparant les équations (2.37) et (2.38), on obtient le rapport χ entre les deux luminosités qui vaut

$$\chi = 3.8 \times 10^{-2} \left(\frac{T_0}{5 \text{ MeV}} \right)^4 \left(\frac{\Omega/4\pi}{2 \times 10^{-3}} \right) \left(\frac{L_\gamma}{10^{51} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{\eta}{300} \right)^{-2/3} \left(\frac{\eta_*}{\eta} \right)^{-5/3}. \quad (2.39)$$

Comme on peut le voir sur la Fig. 2.7, la luminosité de l'émission thermique peut atteindre quelques % de la luminosité totale de l'émission prompte. Par ailleurs, son pic de luminosité, dont l'énergie vaut $\simeq \eta T_*$, se situe entre 10 keV et 180 keV pour un observateur terrestre (Gialis & Pelletier 2004a), c'est-à-dire dans une gamme d'énergie légèrement

inférieure à celle du pic de l'émission prompt (ce que l'on a appelé précédemment l'énergie E_{peak}). Notons que l'énergie de cette émission thermique dépend aussi bien du chargement baryonique que du nombre de couches émises ou, autrement dit, du caractère plus ou moins inhomogène du vent de matière : un grand nombre de couches ainsi qu'un fort paramètre de chargement baryonique η (donc peu de baryons dans le vent) conduisent à une émission thermique dont l'énergie est plus élevée.

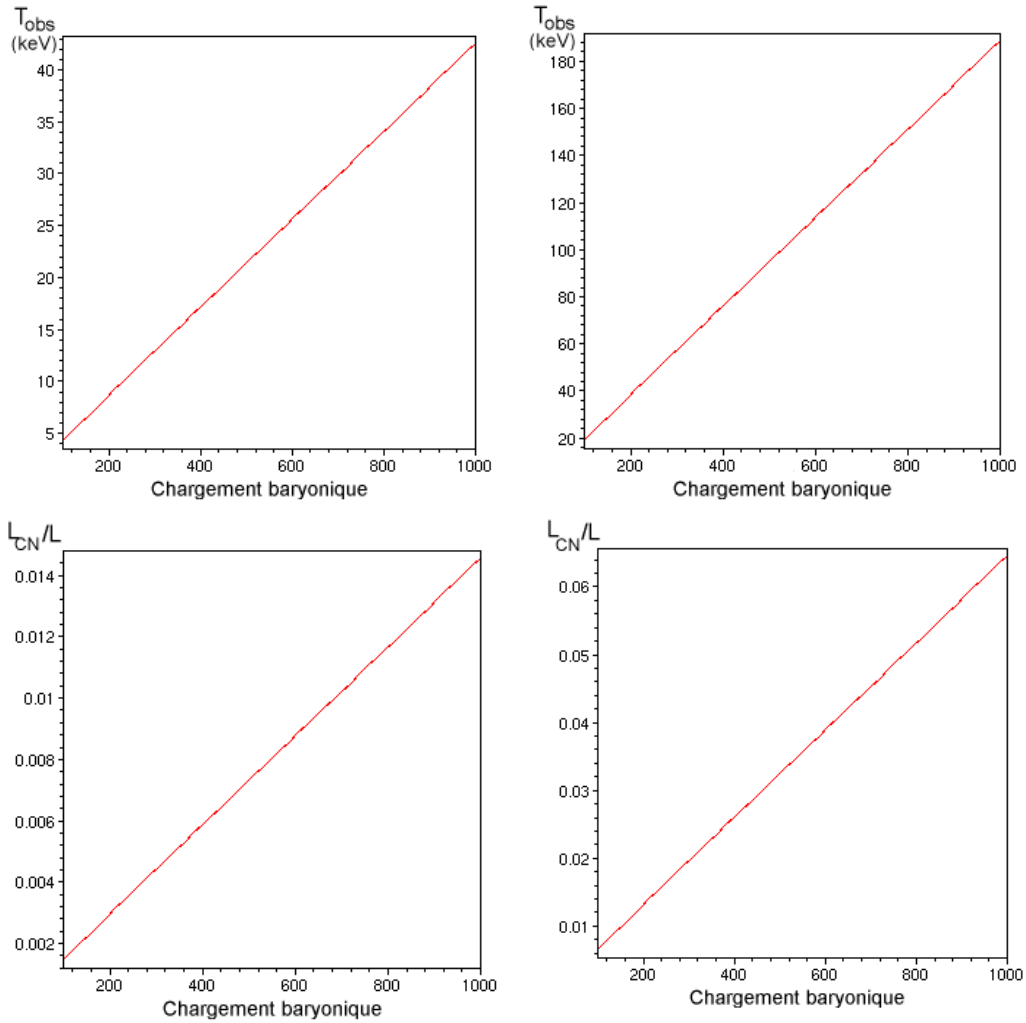


FIG. 2.7 – *Figures du haut : évolution de la température observé ($T_{obs} \simeq \eta T_\star$) en fonction du paramètre de chargement baryonique η . Figures du bas : évolution du rapport χ en fonction du chargement baryonique η . Figures de gauche : $N_c = 100$ correspond à $\eta_\star = 1100$. Figures de droite : $N_c = 10^4$ correspond à $\eta_\star = 450$.*

La possibilité d'une telle émission thermique, précédant l'émission prompte, a déjà été évoquée par certains auteurs (voir, par exemple, Ghirlanda et al. (2003) ou Mészáros & Rees (2000)) et les ajustements de spectres du type corps noir qui ont été faits ($S_\nu \propto \nu^2$ pour le corps noir de Rayleigh-Jeans), semblent être en accord avec les parties basses des spectres en énergie observés lors des émissions promptes.

Deuxième partie

**ACCÉLÉRATION DES RAYONS
COSMIQUES**

Chapitre 3

Le problème de l'origine des rayons cosmiques

Cela fait presque un siècle qu'ils ont été découverts, pourtant, les rayons cosmiques posent toujours de nombreux problèmes quant à leur origine, leur composition ou leur transport. Constitués par des particules de type hadronique (principalement des protons et des noyaux d'hélium), les rayons cosmiques se propagent dans l'espace avec des énergies qui peuvent atteindre les 10^{20} eV¹ et arrivent au niveau de la Terre avec un flux presque isotrope même si une légère anisotropie existe dans la direction du plan galactique. Nous considérerons ici uniquement les rayons cosmiques dont l'énergie est supérieure à quelques centaines de MeV c'est-à-dire ceux dont l'origine n'est pas solaire. Dans ce chapitre, nous commencerons tout d'abord par rappeler comment les rayons cosmiques ont été peu à peu découverts suite à diverses observations et expériences physiques. Puis, nous verrons quel est aujourd'hui le spectre énergétique des particules que l'on observe et quels sont les difficultés d'interprétation qu'il soulève. Nous aborderons alors le problème de la composition et de l'origine des rayons cosmiques suivant l'énergie à laquelle ils sont observés. Dans une dernière section enfin, nous nous intéresserons plus particulièrement aux rayons cosmiques de ultra-haute énergie - notés *RCUE* - qui sont, par définition et nous verrons pour quelles raisons au cours de ce chapitre, des particules dont l'énergie est supérieure à 10^{19} eV. Nous poserons ainsi une des questions fondamentales pour l'astrophysique moderne : au sein de quels objets astrophysiques les *RCUE* sont-ils ou peuvent-ils être produits ? Les travaux que j'ai effectués et qui sont présentés dans cette thèse apportent quelques éléments de réponse à cette délicate question.

¹soit environ l'énergie cinétique d'une balle de tennis lancée à 100 km/h !

3.1 Historique

C'est au XVIII^{ème} siècle que le physicien français Charles de Coulomb observe pour la première fois un phénomène physique lié à l'existence des rayons cosmiques : il note ainsi qu'une sphère électriquement chargée suspendue au bout d'un fil isolant voit sa charge décroître au cours du temps. Malheureusement, il ne donnera aucune interprétation de son observation.

Plus tard, en 1900, d'autres physiciens comme C. Wilson, J. Elster ou H. Geitel ont repris l'expérience en montrant que la conduction électrique de l'air expliquait la perte de charge. En fait, cette explication faisait suite à la découverte de la radioactivité naturelle par E. Rutherford qui montrait qu'un rayonnement ionisant était présent dans l'air. Rutherford reprit l'expérience en isolant une sphère chargée dans des coffrets de plomb dont l'épaisseur augmentait et il constata alors que la sphère se déchargeait de plus en plus lentement. En 1910, T. Wulf reproduisit à nouveau l'expérience mais, cette fois-ci, au sommet de la tour Eiffel : à 300 mètres au-dessus du sol, il espérait éliminer l'influence d'une radioactivité naturelle qui proviendrait de la Terre. Il n'en fut rien, la sphère continuait à se décharger.

Il fallut attendre 1912 et les expériences du physicien autrichien Victor Hess pour que l'origine extraterrestre du rayonnement ionisant soit mise en évidence : ce dernier, grâce à une chambre d'ionisation embarquée à bord d'un ballon atmosphérique, mesura ce rayonnement jusqu'à 5 km d'altitude. Au-delà de 1 km d'altitude, les mesures montrèrent que le courant d'ionisation augmentait avec l'altitude. Suite aux expériences de Hess, c'est Robert Milikan qui introduisit pour la première fois le terme de *rayons cosmiques* pour désigner ce nouveau type de rayonnement qu'il croyait être du rayonnement gamma. Ce n'est qu'en 1929 que W. Bothe et W. Kohlörster montrèrent que les rayons cosmiques sont des particules chargées et donc, de type hadronique ou leptonique.

Notons qu'en 1935, deux expériences - l'une de E. Regener et l'autre de G. Pfötzer - révélèrent, non sans une certaine stupéfaction, que le nombre de particules ionisantes augmentait jusqu'à un maximum vers 15 km d'altitude puis diminuait ensuite : si l'hypothèse d'une origine atmosphérique pour les rayons cosmiques était de nouveau envisagée, l'explication réelle de ce phénomène était tout autre. En effet, lorsqu'un rayon cosmique entre en collision avec les atomes constituant les molécules présentes dans les couches supérieures de l'atmosphère, celui-ci crée des particules dites *secondaires* qui elles-mêmes collisionnent avec d'autres particules en formant ce que l'on appelle une *gerbe*. Le rôle de l'atmosphère est alors celui d'un absorbant : le nombre de particules créées dans une gerbe commence par augmenter au fur et à mesure que l'on descend dans l'atmosphère, chaque particule engendrant la création d'autres particules de moindre énergie (voir la Fig. 3.1). Mais, en deçà d'une certaine altitude, pour les particules secondaires, la perte d'énergie par ionisation des molécules de l'atmosphère devient plus probable que la perte d'énergie par création de nouvelles particules. A cet instant, la gerbe atteint sa taille maximale et la profondeur atteinte dans l'atmosphère est appelée *maximum de profondeur*. Celui-ci est homogène à une masse par unité de surface et il est exprimé en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. La valeur numérique peut être prise comme une pression en hPa. Un modèle simplifié

de gerbe a montré que la taille maximale de la gerbe est proportionnelle à l'énergie de la particule primaire (Gaisser et al. 1993) et que son maximum de profondeur dépend du logarithme de celle-ci : ainsi, pour un proton primaire d'énergie E , le maximum de profondeur X_{max} sera

$$X_{max} = E_R \ln(E/E_0) \quad (3.1)$$

où E_0 est une énergie caractéristique qui dépend de la nature de la particule primaire et E_R est une quantité appelé *taux d'allongement* qui augmente de $55 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ lorsque l'énergie de la particule primaire est multipliée par 10. Par exemple, pour un proton primaire ayant une énergie de 10^{18} eV , le maximum de profondeur sera typiquement de $700 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ (Cassiday et al. (1990), Bird et al. (1993)) ce qui correspond à une pression de 700 hPa soit environ 3000 m d'altitude. Pour un noyau atomique plus lourd ayant la même énergie mais avec un nombre de masse A , le maximum de profondeur s'écrira

$$X_{max} = E_R \ln((E/A)/E_0) \quad (3.2)$$

ce qui, par exemple pour un noyau de fer ($A = 56$), donne un maximum de profondeur de $100 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ (environ 18 km d'altitude). Le nombre maximal de particules pour une gerbe est quant à lui donné approximativement par le rapport $E/(2 \times 10^9)$ où E est l'énergie de la particule primaire exprimée en eV. Ce nombre est atteint au maximum de profondeur.

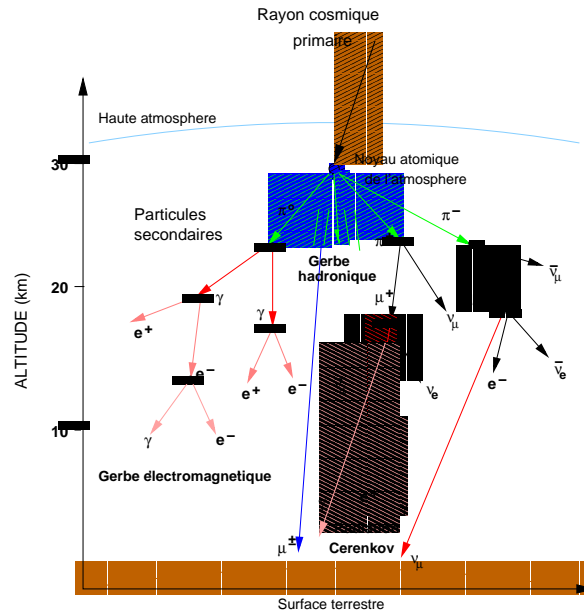


FIG. 3.1 – Illustration d'une gerbe d'Auger. Un rayon cosmique arrivant de l'espace heurte un noyau atomique présent dans la haute atmosphère et crée une gerbe de particules secondaires. Seule une partie de ces particules seront détectables au niveau du sol, leur nombre augmentant avec l'altitude jusqu'au maximum de profondeur.

A la fin des années trente, le physicien français Pierre Auger et ses collaborateurs observent au niveau du sol, grâce à des compteurs de type Geiger-Müller connectés ensemble, des particules secondaires corrélées temporellement entre elles mais séparées par des distances au sol qui pouvaient être supérieures à 300 m. En étudiant ces gerbes, appelées aujourd'hui *gerbes d'Auger*, et leur émission Cerenkov associée, Auger conclut que l'énergie des rayons cosmiques pouvait dépasser les 10^{15} eV.

Depuis 1962, une vingtaine de rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{20} eV auraient été détectés repoussant ainsi dans les très hautes énergies le spectre des rayons cosmiques (voir Fig. 3.2) et posant de nouveaux problèmes théoriques, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre.

On peut donc dire qu'un nouveau domaine de l'astrophysique, à mi-chemin entre la physique des particules et l'astrophysique, s'est constitué depuis quelques décennies en complément de l'astronomie optique. Celui-ci a pour objet d'étudier l'origine, la composition et le transport des rayons cosmiques - appelés parfois *astroparticules* - qui apparaissent, au même titre que les photons, comme les messagers de nombreux processus physiques à l'œuvre dans l'Univers. On peut citer, parmi les nombreuses expériences qui ont été dédiées à leur étude, l'expérience japonaise *AGASA*, l'expérience américaine *High Resolution Fly's Eye* ou encore, très récemment, l'*Observatoire Pierre Auger*.

3.2 Spectre, composition et origine des rayons cosmiques

Après plusieurs dizaines d'années d'observation, le spectre différentiel en énergie des rayons cosmiques s'étend sur plus de 12 décades depuis quelques centaines de MeV à plus de 10^{20} eV comme on peut le voir sur la Fig. 3.2. Les méthodes d'observation ayant permis d'établir ce spectre sont multiples et dépendent principalement de l'énergie des rayons cosmiques. Le flux de rayons cosmiques enregistré par les diverses expériences au sol ou dans l'espace est d'environ $10^4 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les particules de 1 GeV et seulement de $10^{-2} \text{ km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$ autour de 10^{20} eV. Par ailleurs, il faut noter qu'en dessous du GeV, les rayons cosmiques proviennent essentiellement du Soleil : ceux de même énergie qui proviendraient de l'extérieur sont en effet repoussés par le vent solaire aux frontières du Système Solaire. Ce phénomène est appelé *modulation solaire du flux des rayons cosmiques* et il est à l'origine de la coupure observée dans la partie basse énergie du spectre des rayons cosmiques. Le spectre différentiel en énergie est remarquablement continu et régulier. Il peut se décomposer en trois parties de la manière suivante :

- **De quelques GeV à 4×10^{15} eV**, le spectre suit une première loi de puissance en E^γ dont l'indice γ est proche de -2.7 . Les rayons cosmiques de cette gamme d'énergie sont supposés avoir une origine galactique : des particules de plus basse énergie subiraient ainsi une accélération via les chocs produits dans les restes de supernovae. Le nombre de supernovae se produisant à l'intérieur de la Galaxie est en tous cas suffisant pour rendre compte de ce phénomène. La limite haute en énergie de cette première partie constitue ce

que l'on appelle le *genou*. Elle marque également la fin des méthodes d'observations directes se faisant à l'aide de satellites ou de ballons et nécessitant un flux assez important. Au-delà, ce sont les observations indirectes effectuées depuis le sol qui commencent.

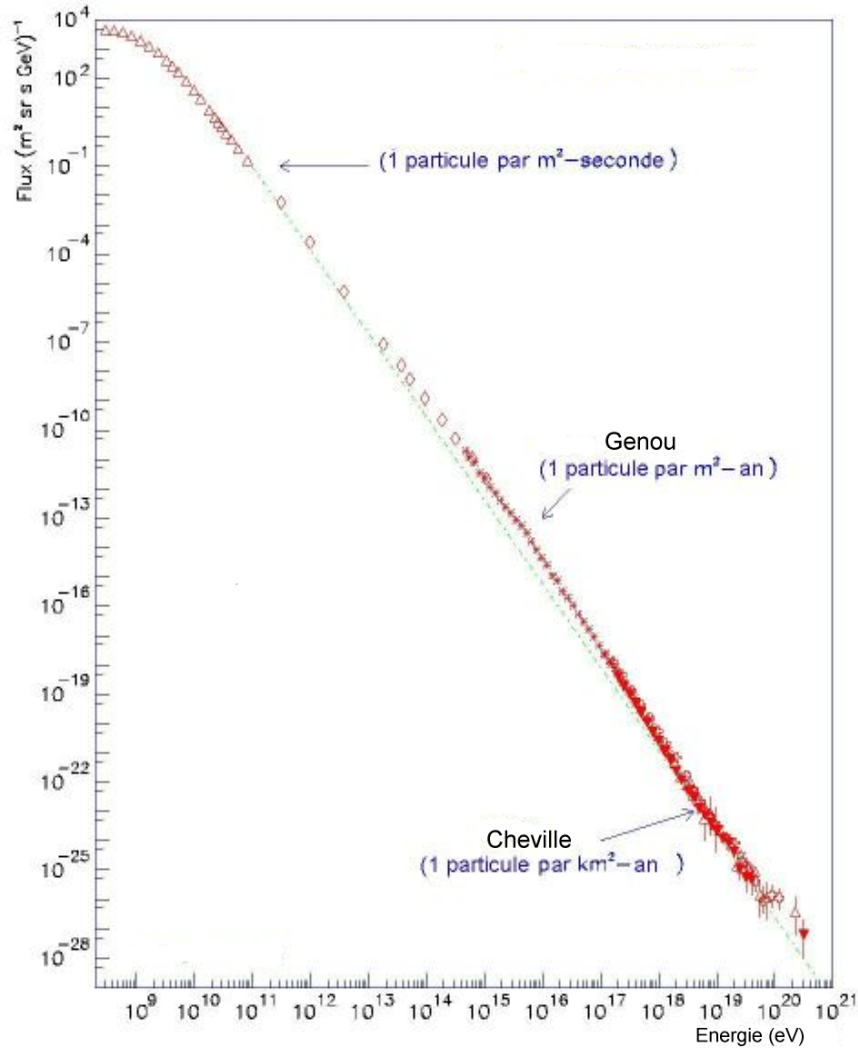


FIG. 3.2 – Spectre différentiel en énergie des rayons cosmiques entre 0.1 GeV et 10^{21} eV .

- De $4 \times 10^{15} \text{ eV}$ jusqu'à environ 10^{19} eV , le spectre suit également une loi de puissance mais sa pente devient plus forte avec un indice γ d'environ -3.0 jusqu'à une énergie de $4 \times 10^{17} \text{ eV}$ qui définit ce qui est appelé parfois le *second genou*. Au-delà de ce second genou, cet indice diminue encore jusqu'à -3.3 . Ces changements de pente au genou et au second genou font encore l'objet de nombreux débats et leur interprétation est encore assez floue : néanmoins, il semblerait qu'un changement de composition chimique des rayons cosmiques s'opère dès le genou (voir ci-après). De plus, on attribue à

ces rayons cosmiques une origine extra-galactique : en effet, aucun objet astrophysique dans la Galaxie ne semble être capable d'accélérer des particules jusqu'à de telles énergies.

- **Au-delà de 10^{19} eV**, commence une région du spectre que l'on appelle la *cheville*. Le spectre semble suivre une pente plus douce mais le nombre d'événements enregistrés est encore très faible. C'est le domaine des rayons cosmiques ultra-énergétiques. Nous reviendrons dans la prochaine section sur les problèmes particuliers que posent ces particules ultra-énergétiques.

La composition chimique des rayons cosmiques n'a été précisément établie que pour des particules ayant des énergies inférieures à 10^{15} eV mais elle reste très controversée pour des énergies supérieures. Cette limite, située au voisinage du genou, est simplement reliée aux techniques de détection utilisées qui sont différentes suivant le domaine d'énergie considéré et qui sont fortement dépendantes du flux de rayons cosmiques, ce dernier diminuant rapidement lorsque l'énergie augmente. Aussi, la détection, qui se fait de manière directe au-dessous du genou, permet de déterminer assez précisément la nature des rayons cosmiques dont l'origine supposée est la Galaxie : les mesures à basse énergie ($< 10^{15}$ eV) ont montré que les rayons cosmiques sont principalement des noyaux atomiques à 98%. Parmi ces noyaux, on trouve des protons à 87% et des noyaux d'hélium à 12%. Les noyaux atomiques plus lourds représentent moins de 1%. Certains se sont formés suite à des réactions de spallation comme par exemple la transformation d'un noyau de carbone (^{12}C) en un noyau de béryllium (^9Be) par bombardement d'un proton amenant à l'éjection d'un neutron et de trois protons, dont le proton initial.

On peut comparer l'abondance des éléments dans le rayonnement cosmique avec celle des éléments dans le Système Solaire qui est mesurée dans l'atmosphère solaire et dans les météorites et qui est le résultat des processus de nucléosynthèse stellaire. Cette dernière abondance est appelée *abondance universelle* et la comparaison avec celle-ci est nécessaire pour comprendre l'origine galactique des rayons cosmiques. Les résultats obtenus, suite aux expériences placées à bord du satellite *HEAO3* et réalisées par les groupes du Service d'Astrophysique de Saclay (CEA) et de Copenhague en 1980, montrent ainsi une sous-abondance en protons et en noyaux d'hélium et une surabondance en éléments plus lourds (ou *métaux*) dans le rayonnement cosmique. Nous pouvons alors poser la question suivante : cette différence est-elle due aux conditions de formation et d'accélération particulières aux rayons cosmiques ou bien est-elle le résultat de l'interaction entre les rayons cosmiques et le milieu qu'ils traversent ? S'il est difficile expérimentalement de mesurer l'abondance des éléments plus lourds que le fer, les difficultés sont encore plus grandes lorsqu'il s'agit de déterminer les abondances isotopiques. Des résultats semblent cependant indiquer des anomalies dans les rapports isotopiques du magnésium, du silicium et du néon. Par exemple, le rapport des abondances du ^{22}Ne et du ^{20}Ne est quatre fois plus élevé que dans le Système Solaire, cet excès de ^{22}Ne étant en partie dû à la sous-abondance du ^{20}Ne dans le rayonnement cosmique. Cela n'est pas sans imposer des contraintes sur les conditions de nucléosynthèse de ces éléments, mais nous ne développerons pas cet aspect du sujet. Afin de terminer ce bref aperçu sur la composition chimique des rayons cos-

miques d'origine galactique, il nous faut mentionner que ces derniers, outre une très faible proportion d'antiparticules (essentiellement des antiprotons et des positrons), contiennent également 2% d'électrons. D'une énergie pouvant aller jusqu'à plusieurs milliers de GeV, ils ont été mis en évidence par la découverte d'un rayonnement diffus galactique dans le domaine radio compris entre 1 MHz et 1 GHz. Ce rayonnement, de type synchrotron, est le résultat de l'interaction entre les électrons du rayonnement cosmique et le champ magnétique galactique qui est de l'ordre de quelques microgauss. Il implique une perte d'énergie pour les électrons et limite donc leur durée de vie au sein de la Galaxie. Cette durée de vie, calculée en utilisant la forme du spectre des électrons, a été estimée à 10^7 ans environ. De plus, ces électrons interagissent également avec le fond diffus cosmologique. Ainsi, on admet aujourd'hui que la composante électronique du rayonnement cosmique observé a une origine galactique (voir, par exemple, Atoyan et al. (1995)).

Au-dessus de 10^{15} eV, le faible flux de rayons cosmiques impose de grandes surfaces collectrices qui ne peuvent être construites qu'au sol. Deux techniques d'observation ont été utilisées jusqu'à présent : la première consiste à détecter directement les particules secondaires qui produisent un rayonnement Cerenkov à la traversée d'un milieu suffisamment réfringent comme, par exemple, de l'eau. La seconde technique est d'observer, à l'aide de télescopes et de photomultiplicateurs, la lumière de fluorescence émise par les particules secondaires lors de la traversée de l'atmosphère. Des méthodes permettent alors de reconstruire, avec plus ou moins de précision, certaines des caractéristiques de la gerbe comme son maximum de profondeur, la proportion de muons qu'elle contient, la direction d'arrivée ou encore l'énergie de la particule primaire. Ainsi, au niveau du genou, les résultats de l'expérience *KASCADE* semble montrer que les rayons cosmiques sont composés principalement d'éléments légers alors que, plus l'énergie augmente, plus les noyaux lourds deviennent dominants (voir Fig. 3.3). Autour de 10^{17} eV, les expériences *Fly's Eye* et *HiRes/MIA* indiquent que les rayons cosmiques voient leur composition dominée par les noyaux de fer alors que, pour de plus grandes énergies, un nouveau changement de composition apparaît et ce sont les éléments légers qui dominent à nouveau. L'expérience *AGASA* enfin, conclut qu'il n'y a pas de changement significatif de composition dans cette gamme d'énergie !

Ces divergences dans les différents résultats soulignent combien il est difficile de déterminer avec précision la nature des rayons cosmiques de hautes énergie ($> 10^{16}$ eV) via l'étude des gerbes atmosphériques. Les récentes expériences comme celle de l'*Observatoire Auger* apporteront sans doute dans les années à venir de nouveaux éléments de réponse, notamment sur la nature des rayons cosmiques de ultra-haute énergie auxquels nous allons nous intéresser dans la prochaine section.

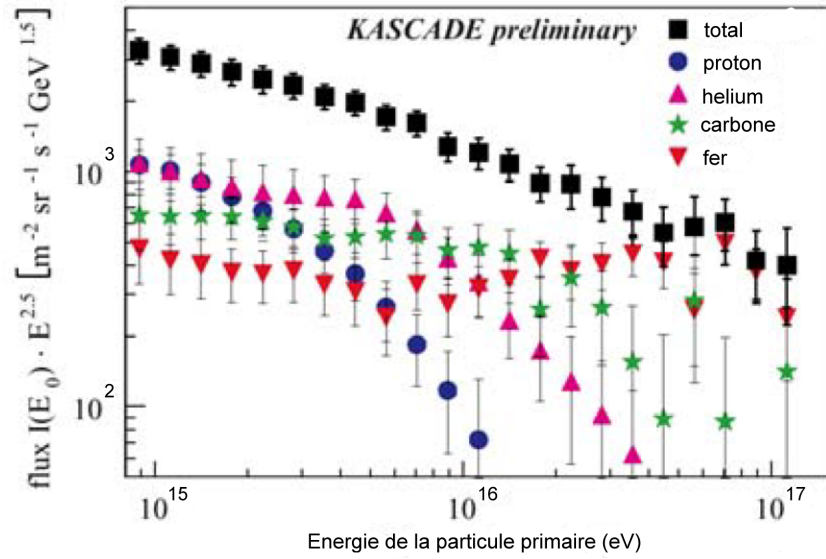


FIG. 3.3 – Composition chimique des rayons cosmiques observés dans l'expérience KASCADE au-delà du genou (D'après Kampert et al. (2001)).

3.3 Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie

Les rayons cosmiques de ultra-hautes énergie (ou *RCUE*) amènent, comme nous allons le voir, bien des interrogations. Si le nombre d'événements enregistrés au-dessus de 10^{19} eV est déjà faible, il se réduit à quelques dizaines seulement au-delà de 10^{20} eV. Rappelons que le premier événement de 10^{20} eV a été détecté en 1962 par l'équipe de John Linsley à Volcano Ranch au Nouveau Mexique et que le détecteur américain Fly's Eye a, quant à lui, observé l'événement le plus énergétique à 3.2×10^{20} eV. Une des conséquences du peu d'événements enregistrés est que les statistiques sont difficiles à établir et cela explique que le spectre dans cette gamme d'énergie est soumis à de nombreux débats. Les résultats des expériences *HiRes/MIA* et *AGASA* montrent, par exemple, une nette différence en ce qui concerne le flux de rayons cosmiques observés au-dessus de 10^{19} eV (Bergman 2002) : les premiers (ceux de *HiRes/MIA*) font apparaître une coupure à haute énergie alors que les seconds (ceux de *AGASA*) montrent au contraire que le flux augmente avec l'énergie (voir la Fig. 3.4).

Le premier problème concernant les RCUE est celui de leur création : en effet, quels sont les processus physiques capables de produire ou d'accélérer des particules chargées jusqu'à des énergies dépassant les 10^{20} eV ? Aujourd'hui encore, deux classes de modèles existent : il y a, tout d'abord, les modèles de type *top-down* dans lesquels les RCUE sont directement produits suite à la désintégration de particules super-massives - prévues par

la Théorie de Grande Unification (GUT) - ou bien, suite à d'hypothétiques collapses ou annihilation de défauts topologiques de l'espace-temps ou de monopôles magnétiques (Sigl et al. 1994). Les processus de génération de RCUE envisagés dans la suite de cette thèse ne font pas intervenir ce type de processus.

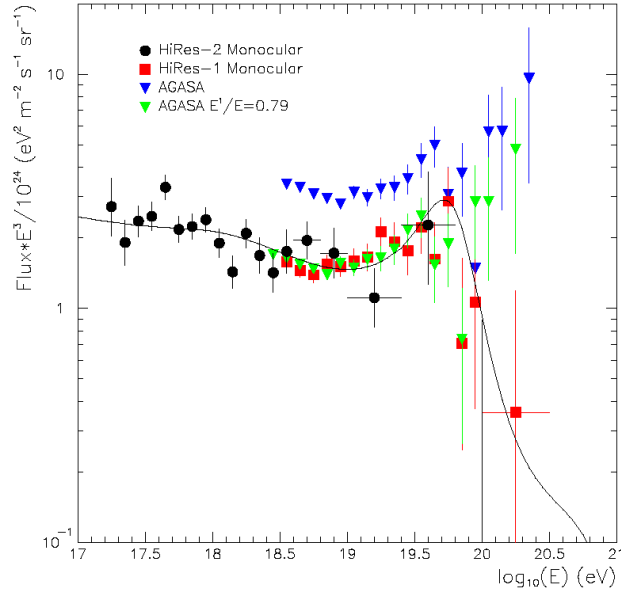


FIG. 3.4 – Comparaison des flux de rayons cosmiques obtenus au-delà de 10^{17} eV par les expériences HiRes/MIA et AGASA. La courbe en trait plein représente le flux de rayons cosmiques attendus pour une distribution uniforme des sources (D'après Bergman (2002)).

La seconde classe de modèles est celle des modèles dits *bottom-up* qui proposent différents scénarii pour accélérer des particules de basse énergie au sein d'objets astrophysiques déjà connus. Il pourrait s'agir, par exemple, d'une accélération directe dans un champ électrostatique très intense au voisinage d'objets compacts. Malheureusement, les plus fortes différences de potentiel, rencontrées entre les calottes polaires d'un pulsar et susceptibles de produire une telle accélération, ne dépassent guère les 10^{13} V, ce qui est insuffisant pour produire un rayon cosmique de très haute énergie. De plus, il est difficile d'obtenir un spectre en loi de puissance à partir d'un tel mécanisme. Il faut donc envisager une autre manière d'accélérer des particules. La présence de champ magnétique parfois très élevés dans de nombreux objets astrophysiques laissent penser qu'il pourrait générer d'importantes forces électromotrices susceptibles d'accélérer efficacement des particules chargées. Un critère simple, établi par Hillas (1984), permet d'évaluer simplement l'énergie maximale, E_{max} , que peut atteindre une particule de charge Ze et d'énergie ϵ dans un site d'accélération de taille R où il règne un champ magnétique moyen B : il suffit pour cela de considérer que le rayon de Larmor de la particule, $r_L \simeq \epsilon / (ZeB)$, ne

peut excéder R . On obtient alors

$$E_{max} \simeq Z \times 10^{21} \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right) \left(\frac{R}{1 \text{ pc}} \right) \text{ eV}. \quad (3.3)$$

Cette limite signifie qu'une particule d'énergie plus élevée ne pourrait plus être confinée dans le site d'accélération : elle est souvent, de ce fait, appelée *énergie limite de confinement*. Si la source accélératrice se déplace à des vitesses relativistes, avec un facteur de Lorentz Γ , par rapport à un observateur alors ce dernier devra considérer une énergie limite de confinement égale à ΓE_{max} . Le tableau 3.1 donne la valeur de cette énergie limite de confinement, pour $Z = 1$, dans divers objets astrophysiques comme, notamment, les sursauts gamma.

Objets	B	Taille	Γ	E_{max}
Restes de supernovae	10^{-6} G	10 pc	1	10^{16} eV
Noyaux Actifs de Galaxies	10^3 G	10^{-4} pc	1	10^{20} eV
Jets relativistes (N.A.G.)	1 G	10^{-3} pc	10	10^{19} eV
Points chauds (N.A.G.)	10^{-4} G	10^3 pc	1	10^{20} eV
Lobes radio (N.A.G.)	10^{-6} G	10^6 pc	1	10^{21} eV
Sursauts gamma	10^5 G	10^{-8} pc	$10^2\text{-}10^3$	10^{20} eV
Grandes structures	10^{-7} G	10^7 pc	1	10^{21} eV
Vents de pulsars	10^{-5} G	10^{-3} pc	10^6	10^{19} eV

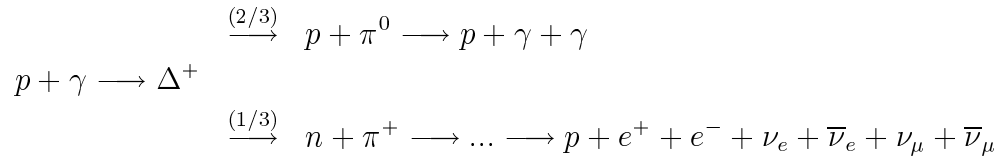
TAB. 3.1 – *Evaluation de l'énergie limite de confinement pour différents objets astrophysiques susceptibles de produire des rayons cosmiques de haute énergie.*

Même si l'énergie limite de confinement permet de faire une première sélection parmi les objets susceptibles d'accélérer des particules à haute énergie, elle n'est, malheureusement, que rarement atteinte : en fait, l'énergie des particules est toujours limitée par différents processus de perte. Les électrons subiront, par exemple, des pertes radiatives sous forme de rayonnement synchrotron et les protons (ou les ions en général) s'échapperont ou auront une durée limitée d'accélération. Ainsi, la coupure du spectre d'une source est souvent très inférieure à E_{max} et il convient d'étudier, pour chaque source, l'efficacité réelle relative aux processus d'accélération envisagés.

Parmi les différentes sources capables de jouer le rôle d'accélérateurs cosmiques, les sursauts gamma constituent une piste sérieuse pour la production de RCUE avec une énergie limite de confinement pouvant aller jusqu'à 10^{20} eV . Nous y reviendrons dans les prochains chapitres.

Outre les difficultés de comprendre les conditions physiques précises de l'accélération, le problème du transport des rayons cosmiques est tout aussi important. En effet, la propagation des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire et intergalactique dans

lesquels règnent des champs magnétiques, respectivement de l'ordre du μG et du nG , se traduit par des phénomènes de déflexion et de confinement voire même de ré-accélération (voir, par exemple, Lemoine (2003), Stanev et al. (2003) ou encore Casse et al. (2001)). Le second problème concerne alors uniquement la propagation des RCUE de plus de 10^{20} eV. Cette dernière est affectée par ce que l'on appelle *l'effet GZK*² découvert par Greisen (1966) et Zatsepin & Kuzmin (1966). Il s'agit d'un processus de photo-production de pions par collisions entre les RCUE (de type hadronique) et les photons du fond diffus cosmologique à 2.7 K dont l'origine remonte au Big Bang. Il s'écrit, pour les protons, de la manière suivante :



Cette réaction est similaire pour des noyaux atomiques plus lourds.

Le seuil en énergie de cette réaction pour un proton rencontrant un photon du fond diffus cosmologique d'énergie $\epsilon_\gamma \simeq 10^{-3}$ eV est

$$\epsilon_s = \frac{m_\pi c^2}{4\epsilon_\gamma} (m_\pi c^2 + 2m_p c^2), \quad (3.4)$$

avec une section efficace qui est $\sigma_{p\gamma} \simeq 5.4 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$ pour des énergies proches du seuil. L'effet GZK ne concerne donc que les RCUE d'énergie supérieure à $\epsilon_s \simeq 5 \times 10^{19}$ eV, appelée aussi *énergie de coupure GZK* ou, plus simplement, *seuil GZK*. Elle se situe au niveau de la *cheville* dans le spectre des rayons cosmiques (voir la Fig. 3.2) et expliquerait une surabondance des rayons cosmiques en cet endroit. Celle-ci ne serait que le résultat de la perte en énergie des populations de rayons cosmiques subissant l'effet GZK qui viendraient alors surpeupler la région du seuil. En effet, à chaque collision, la perte d'énergie pour un proton d'énergie ϵ est telle

$$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = \frac{m_{\pi^0}}{m_p + m_{\pi^0}} \simeq 0.12, \quad (3.5)$$

avec $m_{\pi^0} \simeq 134 \text{ MeV}/c^2$. Le libre parcours moyen, $\ell_{p\gamma}$, entre deux collisions peut s'écrire

$$\ell_{p\gamma} \simeq \frac{1}{\sigma_{p\gamma} n_\gamma}, \quad (3.6)$$

où la densité, n_γ , de photons du fond diffus cosmologique est d'environ 422 cm^{-3} : cela conduit à $\ell_{p\gamma} \simeq 1.4 \text{ Mpc}$. En perdant 12 % de son énergie tous les 1.4 Mpc, un proton de 10^{20} eV verrait son énergie diminuer jusqu'à ϵ_s en une dizaine de Mpc ! Ce résultat a cependant été affiné grâce à des simulations numériques (voir Aharonian & Cronin (1994)) et la Fig. 3.5 montre que l'observation de RCUE dont l'énergie est supérieure à

²GZK pour Greisen-Zatsepin-Kuzmin

10^{20} eV suppose que ces derniers ont été produits à une distance inférieure à 100 Mpc. Aussi, au-delà de cette même distance, on peut dire que l'énergie des protons, qui est alors inférieure à 10^{20} eV, est indépendante de leur énergie initiale. Malheureusement, le problème est le suivant ; d'une part, les sources susceptibles de produire des RCUE sont presque toutes situées à des distances de plusieurs centaines de Mpc et, d'autre part, le spectre des RCUE ne montre aucune coupure au-delà de 5×10^{19} eV qui traduirait l'effet GZK. Ce paradoxe montre ainsi que l'origine des rayons cosmiques dont l'énergie dépasse le seuil GZK reste donc encore très mystérieuse.

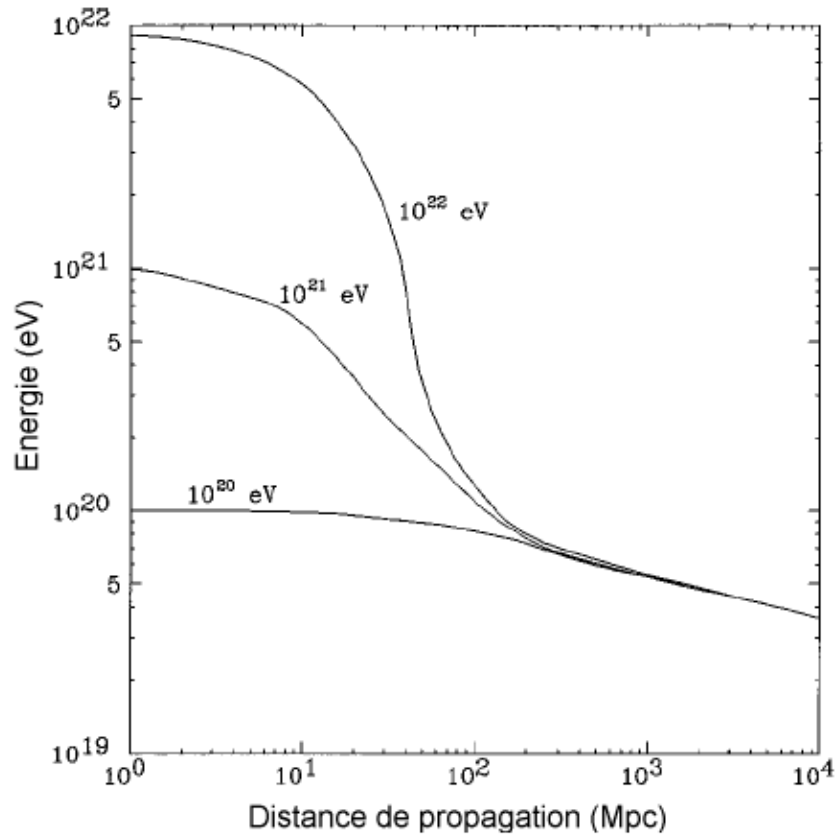


FIG. 3.5 – Evolution de l'énergie des RCUE avec la distance de propagation pour différentes énergies de production (D'après Aharonian & Cronin (1994)).

Notons, par ailleurs, que le même paradoxe existerait pour des photons, détectés sur la source Mk 501 (un BL Lac situé à 150 Mpc) et dont l'énergie dépasserait les 20 TeV (Aharonian et al. 1999) : au-delà de 20 TeV, les photons subissent, en effet, un processus de création de paires sur les photons du fond diffus infrarouge (dont la longueur d'onde est voisine de $60 \mu\text{m}$) entraînant une perte d'énergie difficilement compatible avec le spectre observé qui ne semble pas présenter de coupure à haute énergie (voir la Fig. 3.7).

En revanche, pour les RCUE dont l'énergie est proche du seuil GZK, ϵ_s , la *sphère GZK*, c'est-à-dire la sphère à l'intérieur de laquelle ils ont pu être produits, atteint un rayon d'environ 1 Gpc. Le nombre de sources est alors beaucoup plus important et divers objets, comme les N.A.G.³ ou les sursauts gamma, peuvent permettre d'expliquer le flux observé dans cette gamme d'énergie. Dans la suite de cette thèse, c'est le cas des sursauts gamma qui retiendra notre attention.

Enfin, signalons qu'il existe deux autres processus limitant, dans une moindre mesure, l'énergie et la distance de propagation des RCUE : le premier est relié à l'expansion de l'Univers. Tout comme les photons, les RCUE subissent en effet des pertes par expansion sur une longueur caractéristique proche de la *longueur de Hubble* définie par $\ell_H \sim c/H_0$ où H_0 est la constante de Hubble. Le second processus de perte est la création de paire dite de *Bethe-Heitler* sur les photons du fond diffus infrarouge (suite à la réaction $p + \gamma_{IR} \rightarrow e^+ + e^-$) : cette perte d'énergie n'est cependant pas significative sur des distances inférieures à quelques Gpc, comme le montre la Fig. 3.6.

³Noyaux Actifs de Galaxies

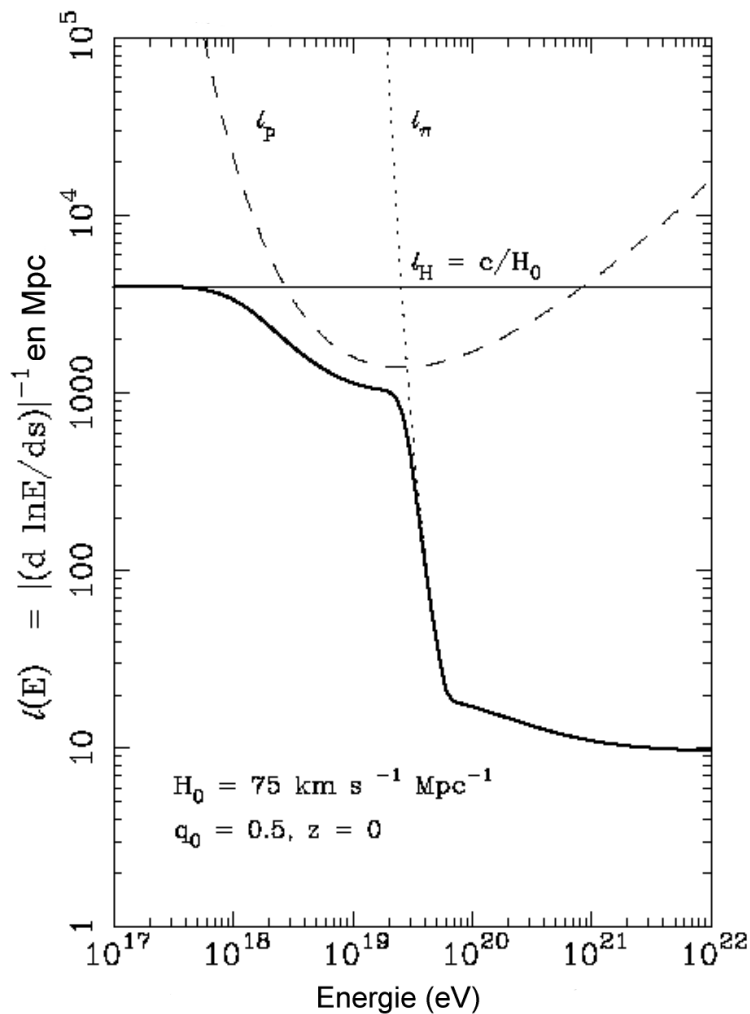


FIG. 3.6 – Comparaison des différentes longueurs d'atténuation en énergie pour les RCUE en fonction de l'énergie pour les trois principales limitations : en pointillés, la longueur GZK - en tirets, la longueur liée à la création de paires - en trait plein, la longueur de Hubble. La courbe en gras représente la longueur d'atténuation résultante (D'après Achterberg et al. (1998)).

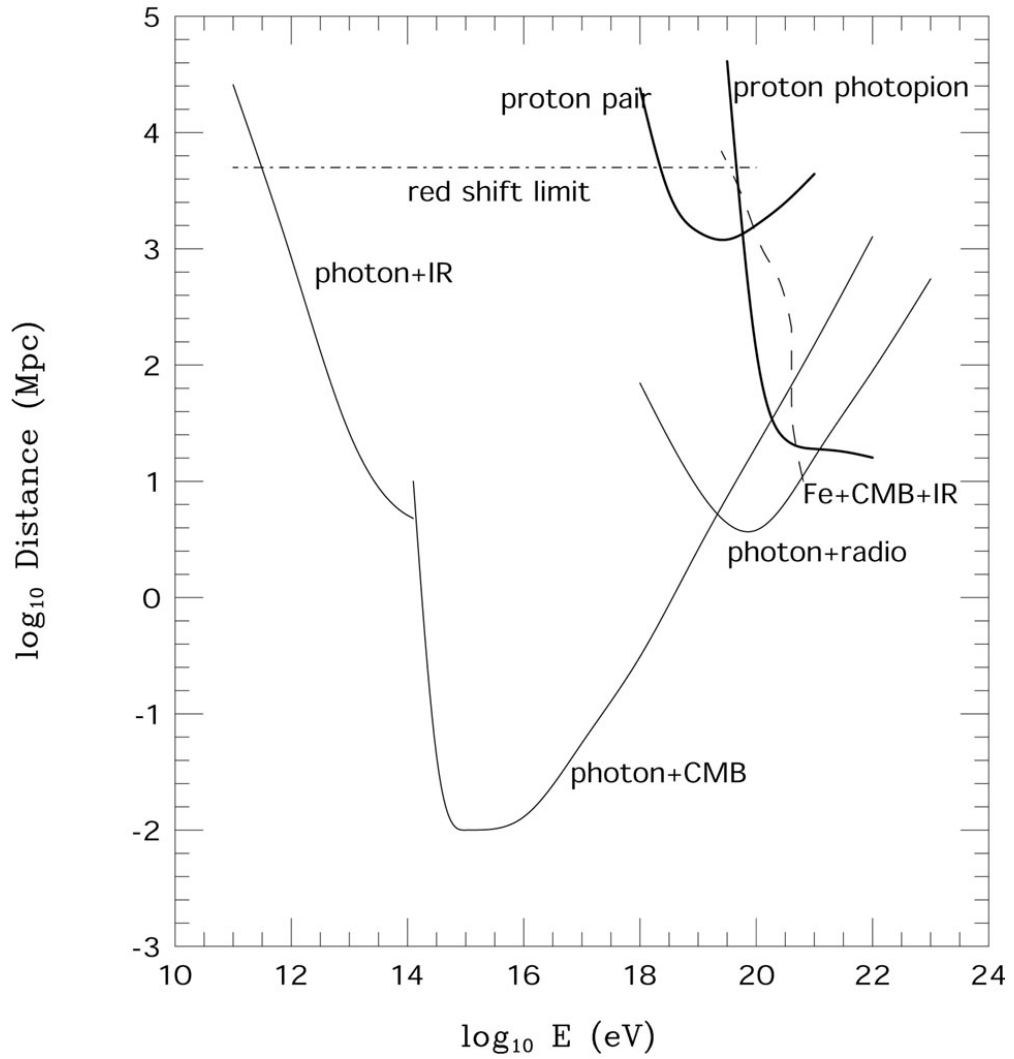


FIG. 3.7 – Représentation des différentes longueurs d'atténuation en énergie pour les protons, les photons et les noyaux de fer sur plusieurs décades d'énergie et pour plusieurs processus limitants (D'après Protheroe & Johnson (1996)).

Chapitre 4

L'accélération de Fermi

De nombreux objets astrophysiques comme, par exemple, les radio galaxies, les blazars, les restes de supernovae ou bien les sursauts gamma, présentent des spectres dits *synchrotrons* qui sont issus, généralement, d'une population d'électrons relativistes dont le spectre en énergie est non thermique c'est-à-dire représenté par une (ou plusieurs) loi(s) de puissance. Par ailleurs, nous avons vu, dans le chapitre précédent, que les spectres en énergie associés aux rayons cosmiques, au-delà de 1 GeV, sont également représentés par diverses lois de puissance suivant la gamme d'énergie. Cette constatation conduit naturellement à se demander quels peuvent être les mécanismes permettant de générer des populations de particules relativistes distribuées suivant des spectres non thermiques. En se plaçant dans le cadre d'un modèle de type *bottom-up* (voir le chapitre précédent), ces particules subissent-elles toutes le même processus d'accélération ?

Le modèle d'accélération le plus développé actuellement a été proposé pour la première fois par Fermi (1949) : il décrit comment l'accélération de particules chargées peut être produite via des forces électromotrices engendrées par le mouvement de perturbations ou de structures magnétiques. Dans ce chapitre, nous commencerons par aborder, sous une forme simplifiée le principe du processus de Fermi. Puis, nous verrons les versions modernes de cette accélération de Fermi telles qu'elles ont été proposées dans divers contextes astrophysiques sous sa forme relativiste et non relativiste. Ce chapitre permettra d'aborder, dans la suite de cette thèse, l'accélération de particules dans le cadre du modèle standard des sursauts gamma.

4.1 Le principe du processus de Fermi

Lorsque Fermi évoqua pour la première fois ce processus d'accélération, appelé aussi accélération diffusive par chocs, il s'intéressait à l'accélération des rayons cosmiques via des diffusions au sein de nuages interstellaires possédant un champ magnétique irrégulier. Avant de nous intéresser à cela, il est plus facile de comprendre par une analogie toute simple le principe d'une telle accélération.

Pour cela, prenons l'exemple d'un mur se déplaçant à une vitesse \vec{u} , dans le référentiel de l'observateur, sur lequel rebondit une balle de masse m après un choc parfaitement

élastique (voir la Fig. 4.1). Dans ce même référentiel, on appelle \vec{v}_i le vecteur vitesse de la balle avant le choc et \vec{v}_f son vecteur vitesse après le choc. Toutes les vitesses sont considérées comme étant faibles devant la vitesse de la lumière : cela justifie le caractère non relativiste du processus que l'on envisage ici. De plus, on suppose que $|\vec{v}_i| \gg |\vec{u}|$, l'angle entre les deux vecteurs étant noté θ .

Pour calculer la différence d'énergie cinétique de la balle avant et après le choc qui, dans le référentiel de l'observateur, s'écrit

$$\Delta\epsilon = \frac{1}{2}m(\vec{v}_f^2 - \vec{v}_i^2), \quad (4.1)$$

il faut exprimer la conservation de l'énergie dans le référentiel du mur.

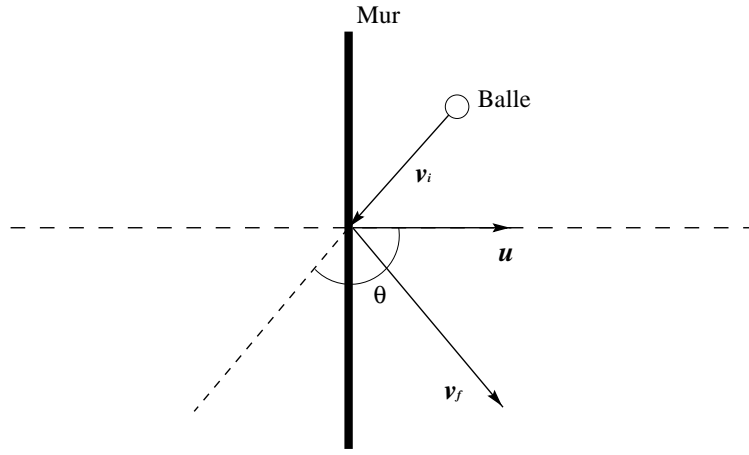


FIG. 4.1 – Illustration d'un processus d'accélération de Fermi : une balle qui rebondit sur un mur en mouvement.

Dans ce référentiel, les vecteurs vitesse de la balle s'écrivent

$$\begin{aligned} \vec{v}_{im} &= \vec{v}_i - \vec{u}, \\ \vec{v}_{fm} &= \vec{v}_f - \vec{u}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

La conservation de l'énergie ($\Delta\epsilon_m = 0$) conduit à

$$\Delta\epsilon = m(\vec{v}_f \cdot \vec{u} - \vec{v}_i \cdot \vec{u}), \quad (4.3)$$

avec \vec{v}_f dont la composante perpendiculaire au mur est égale à $2\vec{u} - \vec{v}_{i\perp}$. On obtient alors

$$\Delta\epsilon = 2m(\vec{u}^2 - \vec{u} \cdot \vec{v}_i) \simeq -2m\vec{u} \cdot \vec{v}_i, \quad (4.4)$$

pour des angles θ différents de $\pi/2$ et puisque l'on a supposé que $|\vec{v}_i| \gg |\vec{u}|$.

Le résultat important de cette dernière expression est que l'on a toujours un gain d'énergie

si la collision est frontale c'est-à-dire si $-\vec{u} \cdot \vec{v}_i > 0$. En revanche, une perte d'énergie devient possible pour une collision fuyante avec $-\vec{u} \cdot \vec{v}_i < 0$ et si $\vec{u}^2 < \vec{u} \cdot \vec{v}_i$.

Ainsi, en moyennant sur un grand nombre de collisions, avec des angles θ aléatoires et donc un nombre égal de collisions frontales et fuyantes, le terme de premier ordre en u , $-2m \vec{u} \cdot \vec{v}_i$, sera presque nul en moyenne. Remarquons que ce dernier dépend, à chaque collision, de l'énergie de la balle puisqu'il peut se réécrire (dans le cas non relativiste) $-2u\sqrt{2m\epsilon} \cos \theta$. Le terme du second ordre en u , $2m \vec{u}^2$, aura quant à lui une moyenne non nulle puisqu'il est strictement positif à chaque collision : cela se traduit par un gain en énergie cinétique pour la balle. Un processus d'accélération, appelé *accélération de Fermi du second ordre* (en u^2), est associé à la moyennisation de $\Delta\epsilon$ et de $\Delta\epsilon^2$.

Si l'on suppose à présent que le nombre de collisions frontales est plus élevé que celui des collisions fuyantes alors, le terme du premier ordre en u ne sera plus nul en moyenne. Ce dernier sera responsable d'un gain en énergie de la balle et par suite, d'une accélération de celle-ci. Cette accélération est appelée *accélération de Fermi du premier ordre* (en u).

Mais revenons à la situation physique qui nous intéresse et mettons un terme à l'analogie précédente. Il ne s'agit plus de considérer une balle et un mur mais des particules chargées au sein d'un plasma contenant des perturbations MHD¹. La forme la plus répandue de perturbation MHD est l'onde d'Alfvén. Elle peut être représentée par une onde se propageant sur une corde vibrante, la corde étant ici une ligne de champ magnétique. La tension qui s'exerce le long de cette ligne de champ magnétique permet le rappel de tout mouvement transverse. Cette tension est proportionnelle à B_0^2 où B_0 est l'intensité du champ magnétique moyen. Par ailleurs, dans un plasma de résistivité nulle, la loi d'Ohm locale pour de la matière en mouvement ayant une vitesse \vec{u} par rapport à un référentiel quelconque s'écrit

$$\vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B} = 0, \quad (4.5)$$

où (\vec{E}, \vec{B}) est le champ électromagnétique local dans le référentiel considéré.

Alfvén a également montré que les lignes de champ magnétique accompagnent le mouvement de la matière lorsque la résistivité est nulle. Aussi, l'équation (4.5) implique que dans un référentiel se propageant à la vitesse d'une perturbation MHD, le champ électrique s'annule et une particule chargée ne subit alors qu'une force magnétique. Comme cette force conserve l'énergie, seule la direction de la quantité de mouvement est modifiée, la norme restant constante. Les perturbations MHD sont donc équivalentes à des centres diffuseurs de masse *infinie* sur lesquels les particules subissent une diffusion élastique (qui est, en fait, non collisionnelle). Par conséquent, chaque perturbation représente, par l'intermédiaire d'un processus d'accélération de Fermi, une possibilité de gain d'énergie pour la particule.

Fermi pensait à l'époque pouvoir accélérer efficacement les rayons cosmiques, suite à un processus du second ordre, au sein des nuages interstellaires : ces derniers peuvent, en effet, être représentés par un ensemble aléatoire de perturbations MHD. Malheureusement,

¹Magnéto-Hydro-Dynamique

le mouvement chaotique de la matière dans les nuages interstellaires est trop lent. On montre (voir, par exemple, Pelletier (2001)) que le temps caractéristique d'accélération de Fermi du second ordre est alors

$$t_2 = \frac{3c\bar{\ell}}{4u_0^2}, \quad (4.6)$$

où u_0 est la vitesse moyenne de la matière et $\bar{\ell}$ le libre parcours moyen des rayons cosmiques entre deux collisions avec des perturbations MHD du nuage. En prenant $u_0 = 10 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\bar{\ell} = 30 \text{ pc}$, ce temps est de l'ordre de 10^{11} ans !

D'autres situations font intervenir ce type d'accélération. La plus fréquente est celle d'un choc à l'interface entre deux milieux dont la vitesse relative est non nulle. Ce sont les perturbations MHD à l'intérieur même des deux milieux qui vont jouer le rôle de centres diffuseurs. Une particule traversant le choc périodiquement, c'est-à-dire séjournant alternativement dans les deux milieux au hasard de sa diffusion, se retrouve accélérée comme une balle coincée entre deux murs qui se rapprochent. On dit alors que l'écoulement est convergent et l'énergie de la particule est directement liée au nombre d'aller-retour dans les deux milieux (voir la section suivante).

4.2 Accélération dans les chocs non-relativistes

A la fin des années soixante-dix, les processus d'accélération de Fermi du premier ordre ont été développés par de nombreux auteurs (Krymskii (1977), Axford et al. (1978), Bell (1978a), Bell (1978b) ou Blandford & Ostriker (1978)) dans des contextes astrophysiques variés : citons, par exemple, les chocs produits par les restes de supernova sur le milieu interstellaire ou ceux issus de certains jets extragalactiques. Pourtant, la situation physique est presque identique dans chacun des modèles et peut se résumer de la façon suivante (Pelletier 2001) :

- 1 - Un plasma en mouvement supersonique (mais **non-relativiste**) subit un choc, supposé adiabatique, sur un plasma en mouvement subsonique.
- 2 - Ce plasma transporte avec lui un champ magnétique moyen B_0 qui présente néanmoins de faibles variations locales (notées δB).
- 3 - Les particules transportées par le plasma subissent de multiples diffusions sur les irrégularités magnétiques (ou perturbations MHD) de chaque côté du choc et sont alors accélérées à chaque traversée du choc comme nous allons le voir. Enfin, nous négligerons ici l'accélération de Fermi du second ordre qui a lieu à l'intérieur de chaque milieu.

Dans la suite, on définira le *milieu en amont* (indiqué par 1) comme étant le plasma, non choqué, situé devant le choc (en référence à son sens de propagation). A l'inverse, le *milieu en aval* (indiqué par 2) sera celui situé à l'arrière du choc (voir la Fig. 4.2) et constitue donc le milieu choqué.

En considérant que le plasma, de part et d'autre du choc, est un gaz parfait et qu'il est en régime stationnaire, on peut appliquer les relations de Rankine-Hugoniot à la transition

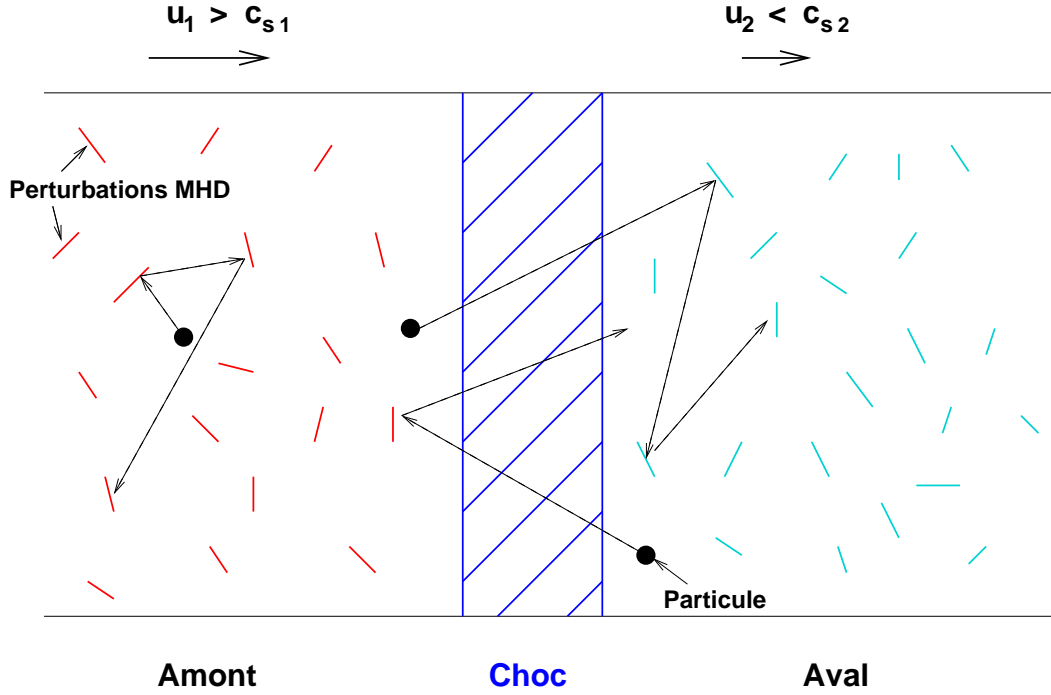


FIG. 4.2 – Représentation d'un choc à l'interface de deux milieux en mouvement relatif : le plasma en amont du choc a une vitesse supersonique $u_1 (> c_{s1}$, la vitesse du son) dans le référentiel du choc alors que le plasma situé en aval a une vitesse subsonique $u_2 (< c_{s2})$. Les particules présentes des deux côtés du choc subissent des diffusions successives sur les perturbations MHD et peuvent traverser le choc plusieurs fois.

entre les deux milieux (Landau & Lifshitz 1959). Toutes les grandeurs physiques suivantes sont, pour cette raison, mesurées dans le **référentiel du choc**.

La première des relations exprime la conservation de la masse ;

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 , \quad (4.7)$$

où ρ_1 et ρ_2 sont les densités volumiques et u_1 et u_2 les vitesses du plasma respectivement dans le milieu en amont et le milieu en aval.

La deuxième relation traduit la conservation de l'impulsion ;

$$\rho_1 u_1^2 + P_1 = \rho_2 u_2^2 + P_2 , \quad (4.8)$$

où P_1 et P_2 sont les pressions cinétiques. La différence de pression entre les deux milieux dépend du *rapport de compression* noté r et défini par $r \equiv \rho_2/\rho_1$: on a alors $u_2 = u_1/r$ et

$$P_2 - P_1 = \frac{r-1}{r} \rho_1 u_1^2 . \quad (4.9)$$

Enfin, la dernière relation correspond à la conservation de l'énergie ;

$$\rho_1 u_1 \left(\frac{1}{2} u_1^2 + h_1 \right) = \rho_2 u_2 \left(\frac{1}{2} u_2^2 + h_2 \right) , \quad (4.10)$$

où h_1 et h_2 sont les enthalpies spécifiques.

Pour un gaz parfait, d'index adiabatique γ_a ($= C_p/C_v$, rapport des chaleurs spécifiques), l'enthalpie spécifique est définie par

$$h = \frac{\gamma_a}{\gamma_a - 1} \frac{P}{\rho}. \quad (4.11)$$

Les relations précédentes permettent d'exprimer alors le rapport de compression en fonction du *nombre de Mach*, \mathcal{M} qui est égal à u_1/c_{s1} où c_{s1} est la vitesse du son en amont ;

$$r = \frac{\gamma_a + 1}{\gamma_a - 1 + 2/\mathcal{M}^2}. \quad (4.12)$$

Pour un choc dit *fort* c'est-à-dire tel que $\mathcal{M} \gg 1$, si la pression cinétique du plasma choqué (en aval) est non relativiste alors $\gamma_a = 5/3$ et r tend vers 4. En revanche, dans le cas où la pression est relativiste alors $\gamma_a = 4/3$ et r tend vers 7.

On montre, enfin, que seule la composante transversale du champ magnétique (qui est perpendiculaire au flot) est modifiée à la traversée du choc : $B_{2\perp} = r B_{1\perp}$ mais $B_{2\parallel} = B_{1\parallel}$.

Revenons, à présent, sur le mouvement des particules suprathermales relativistes : ces dernières subissent un mouvement de type markovien lorsqu'elles sont diffusées par les perturbations MHD. On peut dire également que la population de particules suprathermales est isotropisée dans chacun des deux milieux amont et aval. En outre, les perturbations MHD étant non relativistes, elles se déplacent à la vitesse d'Alfvén qui est $V_A = B_0/\sqrt{\mu_0 \rho} \ll c$ où ρ est la masse volumique du milieu et $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H}\cdot\text{m}^{-1}$. Pour les particules relativistes que l'on considère ici, les perturbations MHD peuvent être considérées comme étant quasiment au repos.

Une particule traversant le choc de l'amont vers l'aval à l'instant $t = 0$, serait, sans diffusion et à l'instant t , à une distance $u_2 t$ du choc. Mais le processus de diffusion implique que la particule se trouve plutôt à l'intérieur d'une sphère de rayon $\sqrt{2D_2 t}$ autour de la position précédente ($u_2 t$) : ici, D_2 est appelé *coefficient de diffusion spatiale* et dépend du champ magnétique moyen du milieu. Il est tel que

$$D_2 = \frac{1}{3} v^2 t_s, \quad (4.13)$$

où v est la vitesse des particules et t_s , le *temps de diffusion angulaire*², est associé à la *fréquence de diffusion angulaire*, $\nu_s = t_s^{-1}$, qui exprime le taux de changement de la variance de l'angle d'attaque d'une particule lors d'une interaction particule-perturbation MHD (voir l'annexe B).

Cela permet de définir un *temps de résidence*, t_{r2} , dans le milieu en aval comme étant le temps moyen pour lequel le rayon de la sphère de diffusion devient égal à la distance au choc c'est-à-dire lorsque $u_2 t = \sqrt{2D_2 t}$, ce qui donne

$$t_{r2} = \frac{2D_2}{u_2^2}. \quad (4.14)$$

²ou temps de *scattering*.

Dans le milieu en amont, le temps de résidence sera évidemment plus court et défini de la même manière par $t_{r1} = 2D_1/u_1^2$.

Par ailleurs, lorsqu'une particule traverse le choc dans le sens amont-aval, elle acquiert un gain en énergie qui s'écrit

$$\Delta\epsilon = 2(u_1 - u_2)p_i\mu > 0, \quad (4.15)$$

où p_i est l'impulsion initiale de la particule et $\mu = \cos\theta$ avec θ l'angle entre le vecteur impulsion et le vecteur \vec{u}_1 . Pour une traversée aval-amont, ce gain sera identique. Aussi, en considérant une population de particules relativistes de vitesse $v \simeq c$ et d'énergie $\epsilon \simeq pc$ dont la fonction de distribution f est quasi-isotrope, le gain moyen en énergie lors d'une traversée du choc (par exemple, amont-aval) de section S pendant un temps δt sera tel que

$$\frac{\Delta p}{p} \simeq 2 \frac{u_1 - u_2}{c} \frac{\int_{\mu=0}^1 \mu f(2\pi p^2 dp) (S \mu v \delta t) d\mu}{2 \int_{\mu=0}^1 f(2\pi p^2 dp) (S \mu v \delta t) d\mu} = \frac{2}{3} \frac{u_1 - u_2}{c}. \quad (4.16)$$

Sur un cycle de Fermi complet c'est-à-dire deux traversées soit par exemple amont-aval-amont, le gain en énergie sera multiplié par 2 soit

$$\left. \frac{\Delta p}{p} \right|_{cycle} \simeq \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c}. \quad (4.17)$$

Autrement dit, si la particule a une énergie initiale ϵ_i alors, au bout de k cycles de Fermi, elle aura une énergie ϵ_k telle que

$$\ln\left(\frac{\epsilon_k}{\epsilon_i}\right) \simeq \frac{4}{3} k \frac{u_1 - u_2}{c}. \quad (4.18)$$

Il reste cependant à évaluer le nombre moyen de cycles effectués par une particule. Pour cela, on estime la probabilité d'échappement, notée η , d'une particule lorsqu'elle se trouve en aval du choc en formant le rapport entre le flux de particules emportées au loin par l'écoulement en aval à la vitesse u_2 et le flux de particules qui traversent le choc :

$$\eta = \frac{\tilde{f}(4\pi p^2 dp) (S u_2 \delta t)}{\int_{\mu=0}^1 f(2\pi p^2 dp) (S v \mu \delta t) d\mu} \simeq \frac{4u_2}{c} \ll 1, \quad (4.19)$$

en supposant que $\tilde{f} \simeq f$. Cela signifie qu'une particule suprathermique ne peut s'échapper qu'après un grand nombre de cycles. Par ailleurs, la probabilité qu'une particule fasse exactement n cycles est $(1 - \eta)^n \eta$ et le nombre moyen de cycles s'écrit

$$\bar{n}_c = \sum_{n=1}^{+\infty} n \eta (1 - \eta)^n = \frac{1 - \eta}{\eta}. \quad (4.20)$$

Ainsi, les cycles de Fermi se produiront avec une fréquence $\nu_c = \bar{n}_c/t_{r2}$ qui permet d'exprimer le taux d'accélération moyen subi par une particule suprathermique au cours du choc (d'après l'équation (A.45)) ;

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} \simeq \nu_c \left(\frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c} \right) p = \frac{r - 1}{3 t_{r2}} p. \quad (4.21)$$

Le *temps d'accélération* pour le processus de Fermi du premier ordre, noté t_F , est défini comme étant le temps au-delà duquel $\Delta p/p \gtrsim 1$ ce qui se traduit ici, d'après les équations (4.21) et (4.13), par

$$t_F^{-1} \simeq \nu_c \left(\frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c} \right) \simeq \frac{(u_1 - u_2) u_2}{2 c^2} \nu_s. \quad (4.22)$$

Cette relation implique que le temps d'accélération est beaucoup plus grand que le temps de diffusion angulaire dans le cas d'un choc non-relativiste. Par ailleurs, dans un choc fort où la pression dominante est non relativiste, comme $r = 4$, on peut écrire plus simplement ;

$$t_F \simeq \frac{2c^2}{3 u_2^2} \nu_s^{-1}. \quad (4.23)$$

Notons que les perturbations MHD sont également à l'origine d'une diffusion de l'énergie des particules via un processus de Fermi du second ordre en V_A/c suivant les équations de Fokker-Planck (Pelletier (2001), Henri et al. (1999)). On montre que le temps d'accélération de Fermi pour ce processus du second ordre est de l'ordre de $(c/V_A)^2 \nu_s^{-1}$ ce qui est comparable au temps d'accélération du premier ordre (dans le cas non relativiste) uniquement lorsque $V_A \sim u_2$.

Le taux d'accélération, défini par l'équation (4.21), est directement relié aux spectres d'énergie en lois de puissance : en effet, l'équation (4.18) peut se réécrire

$$\ln \left(\frac{\epsilon_k}{\epsilon_i} \right) \simeq k \eta \frac{r-1}{3}, \quad (4.24)$$

et la probabilité pour qu'une particule atteigne une énergie supérieure à ϵ_k au bout de k cycles est simplement

$$\mathcal{P}(\geq \epsilon_k) \simeq (1 - \eta)^k. \quad (4.25)$$

On a donc le rapport suivant :

$$\frac{\ln(\mathcal{P}(\geq \epsilon_k))}{\ln(\epsilon_k/\epsilon_i)} \simeq -\frac{3}{r-1}, \quad (4.26)$$

ce qui conduit à

$$\mathcal{P}(\geq \epsilon_k) \propto \epsilon^{-3/(r-1)}. \quad (4.27)$$

Enfin, le spectre en énergie, $S(\epsilon)$, sera donné par la densité de probabilité associée (Bell 1978a) :

$$S(\epsilon) \propto \frac{d\mathcal{P}}{d\epsilon} \propto \epsilon^{-\frac{r+2}{r-1}}. \quad (4.28)$$

Nous avons vu que dans un choc fort non relativiste et non dominé par la pression des particules relativistes, le rapport de compression est égal à 4. Le spectre en énergie associé à la population de particules suprathermales est donc en ϵ^{-2} . Cette loi de puissance est à rapprocher du spectre en énergie des rayons cosmiques que l'on observe notamment

dans la gamme d'énergie qui est inférieure à 10^{15} eV : ces rayons cosmiques sont en effet principalement issus des chocs engendrés par les restes de supernovae (voir chapitre précédent). Le spectre observé varie cependant en $\epsilon^{-2.7}$. Cette différence vient du fait que l'on doit considérer la diffusion et le transport des rayons cosmiques dans le champ magnétique galactique. Dans le modèle dit de la *Leaky Box*³, on considère que la probabilité d'échappement des rayons cosmiques est proportionnelle à $\epsilon^{0.6}$ (voir, par exemple, Cesarsky (1980), Berezhinsky (1990) ou Webber et al. (1992)). Plus l'énergie des rayons cosmiques augmente et plus le temps de fuite hors de la Galaxie diminue. Ce dernier étant en $\epsilon^{-0.6}$, le spectre observé prédit sera

$$S_{obs}(\epsilon) \propto \epsilon^{-0.6} \times S(\epsilon) \propto \epsilon^{-2.6}, \quad (4.29)$$

ce qui est bien plus en accord avec le spectre réellement observé. Malheureusement, le modèle présenté ici s'avère trop simple car la pression des rayons cosmiques engendrés par le choc tend à diverger : le spectre en ϵ^{-2} conduit à une pression relativiste $\propto \ln(\epsilon_{max}/\epsilon_0)$ et il est donc nécessaire d'introduire une énergie de coupure suffisamment basse pour garder la condition d'une pression non relativiste dominante durant tout le processus d'accélération. Aussi, cette énergie de coupure, induite par l'échappement ou le rayonnement des rayons cosmiques, est généralement trop grande et le modèle doit être modifié en tenant compte des effets non-linéaires dépendant de l'obliquité du champ magnétique (Pelletier 2001).

4.3 Accélération de Fermi relativiste

Les chocs astrophysiques auxquels je vais m'intéresser à présent sont ceux que l'on rencontre, par exemple, dans les jets relativistes issus des noyaux actifs de galaxies mais également et surtout dans les vents de matière prédits par le modèle standard des sursauts gamma. Ils sont nécessaires, dans la plupart des modèles pour espérer accélérer des particules jusqu'aux très hautes énergies (au-delà de 10^{16} eV). Je reviendrai plus précisément sur l'accélération des rayons cosmiques dans les sursauts gamma au prochain chapitre. Dans cette section, je vais seulement présenter les principes de l'*accélération de Fermi relativiste* dont les développements théoriques ne sont, actuellement, pas encore achevés.

On se place ici dans la situation où les vitesses des particules et des perturbations MHD (ou fronts d'ondes d'Alfvén) sont relativistes. Cette situation est celle rencontrée au sein d'un vent de matière en expansion relativiste comme celui d'un sursaut gamma. Il convient alors de reformuler le principe de l'accélération de Fermi en tenant compte de la transformation de Lorentz intervenant lors d'un changement de référentiel (Pelletier 1999).

Considérons une particule relativiste de quadrivecteur énergie-impulsion (ϵ_1, \vec{p}_1) , dans le référentiel de l'observateur, rencontrant une perturbation MHD ayant une vitesse $\vec{\beta}_*$ dans

³ou la boîte qui fuit.

le même référentiel (voir la Fig. 4.3). Le cosinus de l'angle θ_1 entre les vecteurs \vec{p}_1 et $\vec{\beta}_\star$ est noté μ_1 . Pour exprimer ces grandeurs dans le référentiel de la perturbation MHD, on doit effectuer une transformation de Lorentz sur le quadrivecteur énergie-impulsion de la particule.

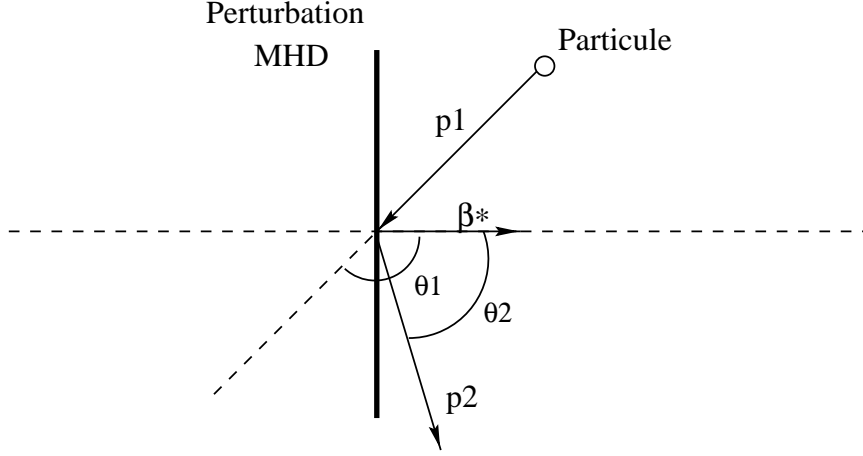


FIG. 4.3 – Interaction entre une particule et une perturbation MHD lors du processus d'accélération de Fermi relativiste.

Pour cela, on décompose d'abord l'impulsion suivant ses deux composantes, l'une orthogonale au vecteur $\vec{\beta}_\star$ et l'autre parallèle

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_{1\perp} + \vec{p}_{1\parallel} . \quad (4.30)$$

On définit par ailleurs p_1 et $p_{1\parallel}$ tels que

$$\begin{aligned} p_1 &= |\vec{p}_1| , \\ p_{1\parallel} &= p_1 \mu_1 . \end{aligned} \quad (4.31)$$

La transformation de Lorentz n'a d'effet que sur la composante parallèle de l'impulsion. En appelant $(\epsilon'_1, \vec{p}'_1)$, le quadrivecteur énergie-impulsion de la particule dans le référentiel de la perturbation MHD et en gardant les mêmes notations que précédemment, on obtient (avec $c = 1$)

$$\begin{aligned} \epsilon'_1 &= \gamma_\star (\epsilon_1 - \beta_\star p_{1\parallel}) , \\ p'_{1\parallel} &= \gamma_\star (p_{1\parallel} - \beta_\star \epsilon_1) , \end{aligned} \quad (4.32)$$

avec $\beta_\star = |\vec{\beta}_\star|$ et $\gamma_\star = 1/\sqrt{1 - \beta_\star^2}$. Comme la particule est relativiste, on a $\epsilon_1 \simeq p_1 c$ et l'équation précédente permet d'écrire que

$$\begin{aligned} p'_1 &\simeq \gamma_\star (1 - \beta_\star \mu_1) p_1 , \\ \mu'_1 &\simeq \frac{\mu_1 - \beta_\star}{1 - \beta_\star \mu_1} . \end{aligned} \quad (4.33)$$

On peut alors exprimer les quantités précédentes après le choc. Dans le référentiel de la perturbation MHD, le choc conserve l'énergie de la particule et cette dernière est diffusée selon un angle aléatoire. En indiquant par 2 les quantités après le choc, p'_1 devient égal à p'_2 et μ'_1 est transformé aléatoirement en μ'_2 . Pour revenir dans le référentiel de l'observateur, il suffit d'appliquer la transformation de Lorentz inverse. D'après l'équation (4.33), cette transformation donne

$$\begin{aligned} p_2 &\simeq \gamma_\star^2 (1 + \beta_\star \mu'_2) (1 - \beta_\star \mu_1) p_1, \\ \mu_2 &\simeq \frac{\mu'_2 + \beta_\star}{1 + \beta_\star \mu'_2}. \end{aligned} \quad (4.34)$$

Ces deux dernières équations montrent que le gain pour une seule interaction peut atteindre γ_\star^2 lorsque que l'angle d'attaque μ_1 n'est pas inférieur à $1/\gamma_\star$. Ce gain est donc nettement supérieur à celui que l'on peut attendre dans un choc non-relativiste. Par ailleurs, p_2 peut se réécrire de la façon suivante :

$$p_2 \simeq \left(\frac{1 - \beta_\star \mu_1}{1 - \beta_\star \mu_2} \right) p_1. \quad (4.35)$$

Donc le saut en énergie (ou impulsion), à chaque interaction, est donné par ;

$$\Delta p = p_2 - p_1 \simeq \beta_\star \frac{\mu_2 - \mu_1}{1 - \beta_\star \mu_2} p_1, \quad (4.36)$$

ce qui est grandement différent du cas non-relativiste vu dans l'équation (A.45) qui était issu d'une description du type Fokker-Planck et valable uniquement pour des petits sauts en énergie. Enfin, il est important de souligner que la fonction de distribution des particules dans l'espace des impulsions est fortement anisotrope (contrairement encore au cas non-relativiste) et s'étire dans un cône de demi-angle au sommet $\sim 1/\gamma_\star$.

L'accélération de Fermi relativiste peut être considérée à travers deux processus assez différents que l'on va retrouver d'ailleurs lorsque nous allons nous intéresser à l'accélération des rayons cosmiques dans les sursauts gamma. Le premier est celui où l'accélération a lieu lorsque les particules effectuent un ou plusieurs cycles de Fermi à travers un choc relativiste : cela a été étudié par de nombreux auteurs qui utilisent généralement de lourdes simulations numériques s'avérant nécessaires pour déterminer au mieux l'efficacité d'un tel processus (voir, par exemple, Lemoine & Pelletier (2003) ou Achterberg et al. (2001)). Aussi, les calculs précédents montrent qu'un gain en énergie de l'ordre de Γ^2 (Γ étant le facteur de Lorentz du choc) peut être attendu pour chaque cycle de Fermi (dans le prochain chapitre, nous montrerons, cependant, que cela est impossible). Un second processus est par ailleurs envisageable si l'on considère un milieu traversé par des perturbations MHD sous forme de fronts d'ondes alvéniques (comme, par exemple, des solitons) ou, plus simplement, des fronts magnétisés se déplaçant suivant une direction privilégiée mais dans les deux sens possibles de propagation (Pelletier 1999) : l'accélération est alors possible à chaque interaction entre une particule et une perturbation. Nous verrons, dans le chapitre 6, l'importance de cette idée au sein des vents de matière que l'on rencontre dans les sursauts gamma.

Chapitre 5

Rayons cosmiques et Sursauts Gamma

L'étude de l'accélération des rayons cosmiques au sein des sursauts gamma a connu, depuis une dizaine d'années, un véritable essor dans la communauté astrophysique : comme nous l'avons vu précédemment, les sursauts gamma font partie des quelques objets dans l'Univers susceptibles de produire des rayons cosmiques jusqu'à une énergie pouvant dépasser les 10^{20} eV. De la même manière que les supernovae ont été associées à la composante d'origine galactique du spectre des rayons cosmiques, les sursauts gamma pourraient donc permettre de résoudre le problème de la production et du spectre des particules de très haute énergie que l'on observe. Aussi, l'origine extra-galactique de ces particules s'accorderait bien avec les distances cosmologiques que l'on attribue aux sursauts gamma via la mesure de leurs *redshifts*. Enfin, le flux de RCUE observé serait bien expliqué par le taux de sursauts gamma se produisant dans l'Univers, notamment à l'intérieur de ce que l'on a appelé la sphère GZK. Si certains auteurs (voir, par exemple, Mitrofanov (1994)) ont tout d'abord évoqué des mécanismes d'accélération basés sur un champ électrique intense ou sur une forte pression radiative, d'autres ont préféré développer des modèles utilisant l'accélération de Fermi (voir le chapitre précédent) comme cela avait déjà été fait dans un autre contexte : celui des restes de supernovae. Dans le cadre du modèle du choc externe, la possibilité d'une accélération de Fermi relativiste a été présentée pour la première fois par Vietri (1995) tandis qu'un modèle d'accélération au sein des chocs internes a été parallèlement introduit par Waxman (1995). Dans ce chapitre, je commencerai par rappeler le rôle du champ magnétique dans l'accélération des rayons cosmiques ainsi que son évolution au sein des sursauts gamma telle qu'elle est décrite dans le modèle de la *boule de feu*. Dans une deuxième section, je présenterai brièvement la version actuelle du modèle d'accélération sur le choc externe. Je développerai plus précisément, ensuite, le modèle d'accélération dans les chocs internes qui est présenté habituellement et je démontrerai les principaux résultats relatifs à ce modèle qui ont été obtenus au cours de cette thèse. Enfin, j'analyserai les conséquences de ces résultats sur l'étude des sursauts gamma et des rayons cosmiques.

5.1 Champ magnétique et limite de confinement

Dans le modèle de la *boule de feu*, l'énergie magnétique, sans être dominante, est supposée être une fraction non négligeable de l'énergie totale injectée au départ dans le vent ($\sim 10^{51}$ ergs) c'est-à-dire proche d'une valeur d'équipartition. L'évolution du champ magnétique au sein du vent de matière en expansion relativiste a été décrite par de nombreux auteurs (voir, par exemple, Mészáros et al. (1993), Thompson (1994) ou Spruit et al. (2001)). Aussi, plusieurs hypothèses ont été faites : si l'on considère que le champ magnétique a la même évolution que dans un jet, l'énergie magnétique diminuera en r^{-4} et la composante poloïdale¹ du champ en r^{-2} dans le référentiel comobile (\mathcal{R}_c). Si, à présent, on fait l'hypothèse que le champ magnétique, d'une intensité supérieure à 10^{15} G proche du trou noir central (à $r_0 \simeq 10^7$ cm), est emporté par la matière et se retrouve rapidement déconnecté de l'objet central alors l'énergie magnétique sera quasiment conservée, au moins jusqu'au rayon de décélération, et le champ diminuera en $r^{-3/2}$. Certains auteurs (comme Waxman (2003)) ont proposé que le champ magnétique, amplifié en aval des chocs internes, diminue plutôt comme r^{-1} et ce, afin de rendre compte de l'émission synchrotron observée dans les spectres des émissions promptes : une telle décroissance du champ magnétique est, comme nous allons le voir ci-après, favorable aux processus d'accélération de rayons cosmiques mais n'est pas réellement justifiée.

Il apparaît donc raisonnable, dans la suite, de supposer que le champ magnétique décroît en $r^{-\alpha}$ avec un exposant α compris entre 1 et 2. En outre, la valeur du champ magnétique moyen au début de la phase des chocs internes, c'est-à-dire à la distance $r_b (\simeq \eta^2 r_0)$ que nous avons définie dans le chapitre 2, est comprise entre 10^3 et 10^7 G suivant les modèles. Nous pouvons donc écrire

$$\frac{B(r)}{B(r_b)} \simeq \left(\frac{\eta}{300}\right)^{2\alpha} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\alpha}, \quad (5.1)$$

avec η le paramètre de chargement baryonique.

Nous avons vu (voir le chapitre 3) que les capacités accélératrices d'une région dans laquelle règne un champ magnétique moyen B sont déterminées par le critère de Hillas : l'énergie limite de confinement, pour une particule de charge Z , est atteinte lorsque son rayon de Larmor devient plus grand que la longueur de corrélation, notée ℓ_c , du champ magnétique. Dans le cas des sursauts gamma, le modèle des chocs internes conduit à considérer que la longueur de corrélation du champ magnétique est de l'ordre de l'épaisseur propre, ΔR , d'une couche, chaque couche émise étant au départ totalement indépendante des autres. L'évolution de ΔR (donnée dans la section 2.2.2) donne alors une énergie limite de confinement pour un observateur dans \mathcal{R} qui est

$$E_{cl} \simeq 10^{20} Z \left(\frac{B(r_b)}{10^{15} \text{ G}}\right) \left(\frac{\eta}{300}\right)^2 \left(\frac{r}{r_b}\right)^{1-\alpha} eV. \quad (5.2)$$

L'accélération de particules au-delà de 10^{19} eV, via une accélération de Fermi du premier ou du second ordre, nécessite donc un champ magnétique élevé ($\geq 10^5$ G) et ne peut

¹ou composante dans le plan défini par \vec{e}_r et \vec{e}_θ en coordonnées sphériques dont l'axe (Oz) est la direction de propagation du vent de matière.

se faire, avec $\alpha = 2$, qu'au début de la phase des chocs internes c'est-à-dire avant une centaine de r_b pour des protons ($Z = 1$). En revanche, lorsque $\alpha = 1$, l'accélération peut avoir lieu jusqu'au rayon de décélération ($\sim 10^{16}$ cm) : l'accélération de Fermi relativiste sur le choc externe est alors envisageable.

Il est important de noter que des noyaux atomiques plus lourds, comme par exemple le fer, ont une énergie limite de confinement supérieure (multipliée par $Z = 56$ pour le fer) et peuvent donc être accélérés jusqu'à de plus hautes énergies.

5.2 L'accélération dans le choc externe

Dans le modèle de la *boule de feu*, nous avons vu que l'émission d'un vent de matière en expansion, avec un facteur de Lorentz Γ ($\simeq \eta$) supérieur à 10^2 , conduit à la formation d'un choc externe ultra-relativiste sur le milieu environnant du sursaut gamma. L'hypothèse, faite par Vietri (1995), d'une accélération de Fermi relativiste se produisant sur un tel choc est donc, a priori, tout à fait réaliste si l'on considère, comme dans la section précédente, que le champ magnétique est suffisamment élevé et décroît lentement avec la distance : dans le chapitre précédent, le gain en énergie à chaque cycle de Fermi a été estimée à Γ^2 ce qui signifie que des RCUE peuvent être produits avec seulement deux ou trois cycles. Malheureusement, même si Gallant & Achterberg (1999) ont montré que ce processus a un temps d'accélération qui est de l'ordre de t_L/Γ c'est-à-dire beaucoup plus court que dans le cas d'un choc non-relativiste, ils sont également arrivés à la conclusion que seul le premier cycle conduit à un gain en énergie de l'ordre de Γ^2 . La raison est la suivante (voir aussi Achterberg et al. (2001)) : pour qu'une particule puisse retraverser le choc relativiste vers l'amont, son impulsion doit avoir un angle d'attaque proche de π à mieux que $1/\Gamma$ avec le vecteur vitesse du choc. Or, nous avons vu que pour obtenir un gain en énergie de l'ordre de Γ^2 , l'impulsion d'une particule doit rapidement sortir du cône de demi-angle au sommet $1/\Gamma$. Ainsi, après avoir multiplié par Γ^2 leur énergie lors du premier cycle de Fermi, les particules ont un gain en énergie qui ne dépassent pas 2 dans les cycles suivants : l'énergie des rayons cosmiques produits ne pourrait alors dépasser les 10^{15} eV ce qui est loin de la limite des RCUE. Notons, de plus, que dans les simulations numériques et les estimations faites par les auteurs précédents, le champ magnétique a été introduit avec une loi de décroissance en r^{-1} c'est-à-dire avec une loi favorable au processus d'accélération.

Par ailleurs, l'énergie injectée dans les rayons cosmiques par ce processus s'est avérée très faible par comparaison à l'énergie totale dissipée au cours du choc externe (dans un rapport de $\sim 10^{-9}$) ce qui est insuffisant pour rendre compte du flux de rayons cosmiques observés. Enfin, Gallant & Achterberg (1999) ont également montré les difficultés du milieu externe au vent de matière pour diffuser les particules de haute énergie lors du choc et les renvoyer à travers le milieu aval.

Les conclusions de ces travaux ont été rediscutées très récemment par Vietri et al. (2003) : d'autres scénarii dans lesquels un choc relativiste se produirait sur un milieu externe différent ont alors été proposés et laissent entrevoir une possibilité de générer des rayons

cosmiques ultra-énergétiques : c'est le cas, notamment, des sursauts gamma se produisant dans un environnement enrichi par un vent de pulsar².

5.3 L'accélération dans les chocs internes

L'accélération de particules dans les chocs internes, introduite par Waxman (1995), s'est révélée, a priori, plus efficace que celle produite dans le choc externe relativiste : nous avons vu que l'émission plus ou moins irrégulière du vent de matière par l'objet central était équivalente à l'éjection successive de plusieurs couches (entre 1 et environ 10^4) dont les différences de vitesses étaient à l'origine de leurs collisions dans ce que l'on a appelé la phase des chocs internes. Chaque choc interne est alors susceptible d'accélérer efficacement des particules suivant un processus de Fermi non-relativiste du premier et du second ordre : en effet, si l'on suppose que deux couches qui collisionnent ont des facteurs de Lorentz initiaux $\Gamma_1 (\gg 1)$ pour la plus lente et Γ_2 pour la plus rapide alors la vitesse relative, notée v_{rel} , entre les deux couches au moment du choc sera telle que

$$\frac{v_{rel}}{c} \simeq \frac{1 - \Gamma_1^2/\Gamma_2^2}{1 + \Gamma_1^2/\Gamma_2^2}, \quad (5.3)$$

c'est-à-dire semi-relativiste pour $\Gamma_2/\Gamma_1 < 10$. Les chocs internes peuvent être considérés comme **semi-relativistes** et le temps caractéristique d'accélération est de l'ordre de celui calculé dans le chapitre précédent dans le cadre des chocs non-relativistes c'est-à-dire proportionnel au temps de diffusion angulaire associé à une particule. La définition de ce temps de diffusion angulaire reste assez délicate et l'on peut mettre en évidence deux points de vue différents :

L'hypothèse *classique* faite par Waxman (1995) consiste à supposer que ce temps de diffusion angulaire est directement proportionnel et du même ordre de grandeur que le temps de Larmor : nous allons voir dans la prochaine section que cette idée, basée sur un argument phénoménologique et sans réelle justification théorique, n'est pas sans amener quelques incohérences dans le processus d'accélération. La démonstration de ces incohérences fait partie des principaux résultats obtenus et publiés pendant cette thèse qui nous ont amenés à considérer d'une autre manière l'accélération produite par les chocs internes.

L'interprétation nouvelle que nous avons faite, basée cette fois-ci sur des arguments théoriques plus précis, de l'accélération dans les chocs internes consiste à introduire de la turbulence en considérant que les perturbations MHD du milieu sont distribuées suivant une loi du type Kolmogorov (Landau & Lifshitz 1959). Cela implique une modification du temps de diffusion angulaire et a pour conséquence d'apporter un éclairage nouveau sur les capacités accélératrices dans les chocs internes. Dans la section 5.3.2, je détaillerai toute l'importance de cette interprétation en ce qui concerne l'accélération des protons

²ou, en anglais, *pulsar-wind bubbles*.

et les limitations en énergie que nous avons obtenues (Gialis & Pelletier 2003). Certaines conséquences d'une telle accélération, comme la production de neutrinos, seront analysées dans la section 5.3.3.

5.3.1 L'hypothèse d'une diffusion de Bohm

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la diffusion des particules chargées de part et d'autre d'un choc dépend fortement du coefficient de diffusion spatiale (voir aussi l'annexe B) qui permet notamment de définir un temps de résidence et, par suite, un temps caractéristique d'accélération associé aux processus de Fermi du premier et du second ordre. L'efficacité des mécanismes d'accélération de Fermi dans les chocs internes telle que l'a calculée Waxman (1995) est basée sur l'approximation phénoménologique suivante : le coefficient de diffusion spatiale, appelé alors *coefficient de diffusion de Bohm* et noté \mathcal{D}_B , est défini par $\mathcal{D}_B \sim r_L v$ où v est la vitesse moyenne des particules et r_L leur rayon de Larmor. Autrement dit, cela signifie que le libre parcours moyen des particules, \mathcal{D}_B/v , dans le plasma considéré est de l'ordre de r_L . Cette approximation est directement issue de résultats d'expériences de laboratoire qui ont conduit à la formule empirique suivante : $\mathcal{D}_B \simeq 0.06 T/(e B)$ pour un plasma de température T dans lequel règne un champ magnétique moyen B (Bohm 1949). Bien qu'une formule similaire ait été théoriquement établie dans le cas d'un champ purement électrostatique par Taylor & McNamara (1971) et même étendue pour la diffusion de particules relativistes par Rosso & Pelletier (1993), aucun argument théorique, qui validerait un tel coefficient de diffusion, n'a jamais été avancé dans le cas d'un champ purement magnétique. Pourtant, l'hypothèse d'un régime diffusif de Bohm a souvent été faite dans des contextes astrophysiques comme ceux des chocs : quelles sont les conséquences d'une telle diffusion des rayons cosmiques dans les chocs internes des sursauts gamma ? Permet-elle, dans des conditions physiques raisonnables, d'accélérer des rayons cosmiques jusqu'à de très hautes énergies ? Ce sont les deux questions auxquelles nous allons nous intéresser à présent.

Plaçons-nous en régime diffusif de Bohm : l'accélération d'une particule relativiste, d'énergie ϵ ($\simeq pc$), est alors proportionnelle à son libre parcours moyen qui est lui-même proportionnel à son rayon de Larmor. On obtient un temps d'accélération qui s'écrit simplement

$$t_{acc} = \kappa_0 t_L = \kappa_0 \frac{10^{-8}}{Z} \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right)^{-1} \text{ s} , \quad (5.4)$$

où $t_L = r_L/c$ est le temps de Larmor ($r_L \simeq \epsilon/(Z e B)$) et $\kappa_0 \simeq 10$, comme cela est souvent supposé dans certaines conditions de turbulence (voir, par exemple, Hillas (1984)).

On peut distinguer trois principales limitations en énergie qui vont s'opposer au processus d'accélération pour des protons : la première est due au rayonnement synchrotron produit par les particules accélérées. La seconde limitation provient des interactions proton-proton qui peuvent avoir lieu au début de la phase des chocs internes. Enfin, la

dernière des limitations est liée à l'expansion du milieu accélérateur.

Pour un proton accéléré ($Z = 1$) ayant un facteur de Lorentz γ , le temps caractéristique de perte synchrotron, t_{syn} , est défini de la façon suivante

$$t_{syn}^{-1} = \frac{4\sigma_T \gamma}{3m_p c} \left(\frac{m_e}{m}\right)^2 W_m, \quad (5.5)$$

avec W_m la densité d'énergie magnétique du milieu égale à $B^2/8\pi$ (en unités C.G.S.) pour un champ magnétique moyen B . Les pertes dites *synchrotron* seront négligeables si et seulement si $t_{acc} < t_{syn}$. En égalisant t_{acc} et t_{syn} , on obtient alors l'énergie de coupure, notée ϵ_{syn} , au-delà de laquelle les protons ne peuvent être accélérés en raison des pertes synchrotron trop importantes :

$$\epsilon_{syn}^B \simeq 7.5 \times 10^8 \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{-1/2} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right)^{-1/2} \left(\frac{r}{r_b}\right)^{\alpha/2} GeV. \quad (5.6)$$

en considérant un champ magnétique moyen égal à 10^4 G à r_b .

Intéressons-nous à présent aux pertes d'énergie provenant des interactions proton-proton : l'énergie de coupure, notée ϵ_{pp}^B , sera obtenue en égalant le temps de libre parcours moyen des protons avec le temps d'accélération c'est-à-dire en posant $(n_p \sigma_{pp} c) \kappa_0 t_L = 1$ avec $\sigma_{pp} \simeq 2.7 \times 10^{-26}$ cm². L'opacité aux interactions proton-proton qui s'écrit $\tau_{pp} = n_p \sigma_{pp} \Delta R$ peut être exprimée en fonction de la profondeur optique et devient $\tau_{pp} = (\sigma_{pp}/\sigma_T) \tau_*$. Par ailleurs, on a vu dans la section 2.2.3 que la profondeur optique est telle que $\tau_* \propto \eta^{-1} r^{-2}$. Etant donné la définition de η_* (correspondant à $\tau_* = 1$ en r_b), on obtient

$$\epsilon_{pp}^B \simeq 2.5 \times 10^7 \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{-1} \left(\frac{\eta}{300}\right) \left(\frac{\eta}{\eta_*}\right) \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right) \left(\frac{r}{r_b}\right)^{1-\alpha} GeV. \quad (5.7)$$

Cette limitation en énergie est donc plus forte que la limitation synchrotron jusqu'à ce que le milieu devienne transparent aux interactions proton-proton.

Enfin, la limitation en énergie due à l'expansion du milieu, notée ϵ_{exp}^B , se calcule en égalant le temps d'expansion dans le référentiel \mathcal{R}_c avec le temps d'accélération : le temps d'expansion étant égal à $r/(c\eta)$, on déduit

$$\epsilon_{exp}^B \simeq 1.0 \times 10^6 \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{-1} \left(\frac{\eta}{300}\right) \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right) \left(\frac{r}{r_b}\right)^{1-\alpha} GeV. \quad (5.8)$$

Il apparaît donc très difficile de produire des RCUE ($> 10^{19}$ eV) même si ces trois limitations peuvent être multipliées par $\Gamma \simeq \eta$, le facteur de Lorentz du vent de matière dans le référentiel de l'observateur (\mathcal{R}) : un champ magnétique supérieur à quelques 10^5 G implique des pertes synchrotron trop fortes alors qu'un champ magnétique inférieur abaisse la limitation en énergie due à l'expansion du milieu.

L'efficacité de ce processus d'accélération reste cependant très (trop !) grande : on peut supposer tout d'abord que l'énergie totale (magnétique et cinétique), E_p , contenue dans les perturbations hydromagnétiques à l'origine de l'accélération dans les chocs internes est une fraction non négligeable ξ_p de l'énergie magnétique totale, notée E_m , présente dans le vent de matière. Cette hypothèse est raisonnable si l'on souhaite accélérer une grande partie des protons et des électrons présents dans le milieu. En outre, dans la phase des chocs internes, le champ magnétique est supposé être déconnecté de l'objet central : cela permet de considérer que E_p et E_m ont le même taux de dissipation au cours du processus d'accélération. La puissance nécessaire à l'accélération des particules peut s'écrire :

$$P_{acc} = \frac{N_\star m_p c^2}{\kappa_0 t_{L0}}, \quad (5.9)$$

avec $N_\star = \xi_\star N_p$, le nombre de protons accélérés et t_{L0} le rayon de Larmor pour un proton de 1 GeV. Comme $\eta \simeq E/(N_p m_p c^2)$ (voir la section 2.2.2) et que $t_{L0} \propto B^{-1}$ alors la puissance dissipée par les perturbations hydromagnétiques sera

$$\frac{dE_p}{dt} = -P_{acc} = -\frac{\xi_\star E}{\kappa_0 \eta} \frac{1}{t_{L0}(r_b)} \left(\frac{B}{B(r_b)} \right). \quad (5.10)$$

On déduit de cette expression la variation de l'énergie magnétique totale qui peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\frac{dE_m}{dt} = -\frac{E}{t_d} \left(\frac{B}{B(r_b)} \right), \quad (5.11)$$

où l'on a défini le temps caractéristique t_d comme étant

$$t_d \equiv \eta \kappa_0 \left(\frac{\xi_p}{\xi_\star} \right) t_{L0}(r_b). \quad (5.12)$$

Ce temps nous donne une mesure du taux de dissipation de l'énergie magnétique totale lorsque que l'accélération dans les chocs internes débute : autrement dit, au bout d'une durée t_d , le réservoir initial d'énergie magnétique est vidé et l'accélération cesse. Avec un rapport ξ_p/ξ_\star de l'ordre de l'unité, ce temps est d'environ 10^{-5} s. En comparaison avec le temps d'expansion dans \mathcal{R}_c qui est égal à $r/(\eta c)$ c'est-à-dire de l'ordre de 10^{-1} s en r_b , le temps t_d est donc beaucoup plus court. Aussi, cette estimation est en contradiction avec l'hypothèse suivant laquelle l'accélération se produit durant toute la phase des chocs internes et qui est appuyée par les courbes de lumière des émissions promptes qui sont observées.

Je montre donc, ici, que l'accélération dans les chocs internes suivant un processus diffusif de Bohm tel que cela a été envisagé par Waxman (1995) a deux défauts majeurs (Gialis & Pelletier 2003) : le premier est que la production de RCUE s'avère difficile, contrairement à ce qui est souvent annoncé, étant données les limitations sévères en énergie issues, d'une part, des pertes

synchrotron et, d'autre part, de l'expansion du milieu. Le second défaut de ce processus est son efficacité qui s'avère bien trop grande et qui aboutit à une trop rapide déplétion de l'énergie magnétique, ce qui est en contradiction avec les observations. Dans la section suivante, une autre approche a été envisagée.

5.3.2 Introduction d'une turbulence de type Kolmogorov

Dans les couches de matière formant le vent du sursaut gamma, le champ magnétique est supposé être formé d'une composante statique et homogène, B , et d'une composante chaotique, δB , associée à des perturbations magnétiques dont la taille caractéristique est inférieure à celle d'une couche. Cette composante chaotique peut être décrite par une distribution isotrope dont le spectre en loi de puissance est directement lié à une turbulence de type Kolmogorov (Landau & Lifshitz 1959). Autrement dit, on peut écrire

$$\langle \delta B^2 \rangle = \int S(k) dk = \int_{k_{min}}^{k_{max}} S_0 k^{-\beta} dk, \quad (5.13)$$

où β , l'indice spectral de la turbulence, est égal à 5/3. Les normes des vecteurs d'onde, k_{min} et k_{max} , sont égales respectivement à $2\pi/\ell_{max}$ et $2\pi/\ell_{min}$ où ℓ_{min} et ℓ_{max} représentent les longueurs d'onde minimale et maximale de la turbulence c'est-à-dire, en fait, les tailles caractéristiques minimale et maximale des perturbations magnétiques du milieu. Aussi, $\ell_{max} \leq \Delta R$, l'épaisseur d'une couche dans \mathcal{R}_c . Par ailleurs, le niveau de turbulence dans le milieu est mesurée par le paramètre suivant :

$$\eta_t \equiv \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{\langle B^2 \rangle} \leq 1, \quad (5.14)$$

qui vaut 0 lorsqu'il n'y a pas de turbulence et 1 lorsque le milieu est totalement désorganisé et qu'il n'y a pas de champ magnétique moyen. On exprime alors la constante S_0 de l'équation (5.13) en fonction de η_t et du carré du champ magnétique moyen :

$$S_0 = \frac{\eta_t B^2 (\beta - 1)}{k_{min}^{1-\beta} - k_{max}^{1-\beta}}. \quad (5.15)$$

Les particules, quant à elles, ne suivent pas des trajectoires hélicoïdales comme c'est le cas dans un champ magnétique totalement ordonné. Cependant, pour une particule relativiste de charge Ze , le rayon de Larmor sera directement proportionnel à son énergie, notée ϵ ($\simeq pc$) : il est défini, rappelons-le, par $r_L \simeq \epsilon/(ZeB)$. Cela permet définir un paramètre ρ , appelé *paramètre de rigidité*, proportionnel à la rigidité p/Z de la particule qui est tel que

$$\rho = \frac{2\pi r_L}{\ell_{max}} = \left(\frac{2\pi c}{eB\ell_{max}} \right) \frac{p}{Z}. \quad (5.16)$$

On montre qu'une particule ne peut être spatialement diffusée que si elle rentre en résonance avec l'un des modes de la turbulence (voir l'annexe B) : cela équivaut à dire

que le rayon de Larmor d'une particule doit être tel que $\ell_{min} \leq r_L \leq \ell_{max}$. Au-delà d'une certaine énergie, égale à $Z e B \ell_{max}$, la particule n'est donc plus diffusée (ni accélérée).

La diffusion d'une particule est caractérisée par les coefficients (longitudinal et transversal par rapport à \vec{B}) de diffusion spatiale \mathcal{D}_{\parallel} et \mathcal{D}_{\perp} mais aussi par la fréquence de diffusion angulaire ν_s . Dans le cas d'une faible turbulence ($\eta_t \ll 1$), une approximation de ces coefficients nous est donnée suivant la théorie quasi-linéaire (Jokipii 1966) : on a les relations suivantes

$$\mathcal{D}_{\parallel} \simeq \frac{c^2}{3 \nu_s}, \quad (5.17)$$

$$\mathcal{D}_{\perp} \simeq \frac{c^2}{3} \frac{\nu_s}{\nu_s^2 + (c/r_L)^2}, \quad (5.18)$$

$$\nu_s \simeq 2\pi (\beta - 1) \frac{\eta_t}{r_L} |\mu|^{\beta-1} \rho^{\beta-1}, \quad (5.19)$$

avec μ le cosinus de l'angle d'attaque de la particule. Notons, de plus, que $\mathcal{D}_{\perp}/\mathcal{D}_{\parallel} \ll 1$ lorsque $\eta_t \ll 1$ et que le libre parcours moyen d'une particule relativiste est égal à environ $3\mathcal{D}_{\parallel}/c$.

Ces relations ont été étendues par Casse et al. (2001), qui ont notamment réalisé des simulations numériques dans le cas d'une turbulence forte, et restent valides, pour des paramètres de rigidité compris entre $\rho_{min} = \ell_{min}/\ell_{max}$ et 1, sauf en ce qui concerne le coefficient de diffusion transverse qui devient tel que $\mathcal{D}_{\perp} = \eta_t^x \mathcal{D}_{\parallel}$ avec $x \simeq 2.3$.

Nous pouvons alors réexprimer le temps d'accélération du processus de Fermi (voir la section 4.2) :

$$t_{acc} \simeq \frac{2}{3} \nu_s^{-1} \simeq \kappa_0 \left(\frac{r_L}{\ell_{max}} \right)^{-2/3} t_L, \quad (5.20)$$

pour $\beta = 5/3$ et $\kappa_0 \propto \eta_t^{-1}$. On retrouve le régime diffusif de Bohm uniquement lorsque $r_L \sim \ell_{max}$ et dans un champ magnétique totalement désorganisé c'est-à-dire avec $\eta_t = 1$. Cette situation n'est pas celle rencontrée au sein du vent de matière des sursauts gamma : en effet, la longueur de corrélation du champ magnétique est $\ell_{max} \simeq \Delta R$ et r_L dépend de l'énergie de la particule considérée. En introduisant les paramètres propres aux sursauts gamma, le temps d'accélération devient

$$t_{acc} \simeq 4.3 \times 10^{-3} \left(\frac{\kappa_0}{10} \right) \left(\frac{\eta}{300} \right)^{2/3} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G} \right)^{-1/3} \left(\frac{\epsilon}{1 GeV} \right)^{1/3} \left(\frac{r}{r_b} \right)^{\frac{2+\alpha}{3}} s. \quad (5.21)$$

Déterminons à nouveau les principales limitations en énergie que sont les pertes synchrotron, les pertes liées aux interactions proton-proton et celles dues à l'expansion du milieu. En remplaçant κ_0 par $\kappa_0 (r_L/\ell_{max})^{-2/3}$ dans l'équation (5.6), on obtient la limitation en énergie due aux pertes synchrotron :

$$\epsilon_{syn}^K \simeq 6.8 \times 10^9 \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-3/4} \left(\frac{\eta}{300} \right)^{-1/2} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G} \right)^{-5/4} \left(\frac{r}{r_b} \right)^{\frac{5\alpha-2}{4}} GeV. \quad (5.22)$$

Les interactions proton-proton donneront, quant à elles, une limitation en énergie, d'après l'équation (5.7), qui est telle que :

$$\epsilon_{pp}^K \simeq 2.0 \times 10^8 \left(\frac{\kappa_0}{10} \right) \left(\frac{\eta}{300} \right) \left(\frac{\eta}{\eta_*} \right)^3 \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{1-\alpha} GeV. \quad (5.23)$$

Enfin, d'après l'équation (5.8), la limitation en énergie due à l'expansion du milieu s'écrit

$$\epsilon_{exp}^K \simeq 1.3 \times 10^4 \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-3} \left(\frac{\eta}{300} \right) \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{1-\alpha} GeV. \quad (5.24)$$

L'expansion du milieu accélérateur fournit donc la principale limitation en énergie pour les protons accélérés. **Le processus d'accélération de Fermi dans les chocs internes semi-relativistes est donc incapable produire des RCUE puisque pour un champ magnétique élevé de 10^6 G, la limite maximale en énergie est de l'ordre de $\epsilon_{exp}^K \simeq 10^6$ GeV.** Il faut donc envisager un autre processus d'accélération.

L'introduction d'une turbulence de type Kolmogorov change, par ailleurs, le taux de déplétion de l'énergie magnétique que nous avons évalué précédemment. Le temps caractéristique de dissipation, que nous avons noté t_d , est tel que

$$t_d \equiv \eta \kappa_0 < \rho^{-2/3} > \left(\frac{\xi_p}{\xi_*} \right) t_{L0}(r_b), \quad (5.25)$$

avec $< \rho^{-2/3} > \sim \rho_0^{-2/3}$ où ρ_0 est le paramètre de rigidité pour un proton de 1 GeV et vaut environ 7×10^{-7} en r_b pour un champ magnétique de 10^4 G. Donc le temps caractéristique de dissipation est de l'ordre de 0.1 s c'est-à-dire du même ordre que le temps d'expansion. Le taux de déplétion de l'énergie magnétique est donc raisonnable contrairement au cas précédent. En intégrant l'équation (5.11) et en tenant compte de la dépendance temporelle de ρ , on peut donner plus précisément l'énergie magnétique dissipée, ΔE_m , au cours de l'expansion (avec $r \simeq ct$) :

$$\Delta E_m \simeq E_m(r_b) \left[1 - \left(\frac{r}{r_b} \right)^{\frac{1-\alpha}{3}} \right], \quad (5.26)$$

ce qui implique que $\Delta E_m > 0.9 E_m(r_b)$ pour $r > 10^3 r_b$ avec $\alpha = 2$. Ainsi, l'énergie magnétique est dissipée sur une échelle de temps correspondant à toute la phase des chocs internes.

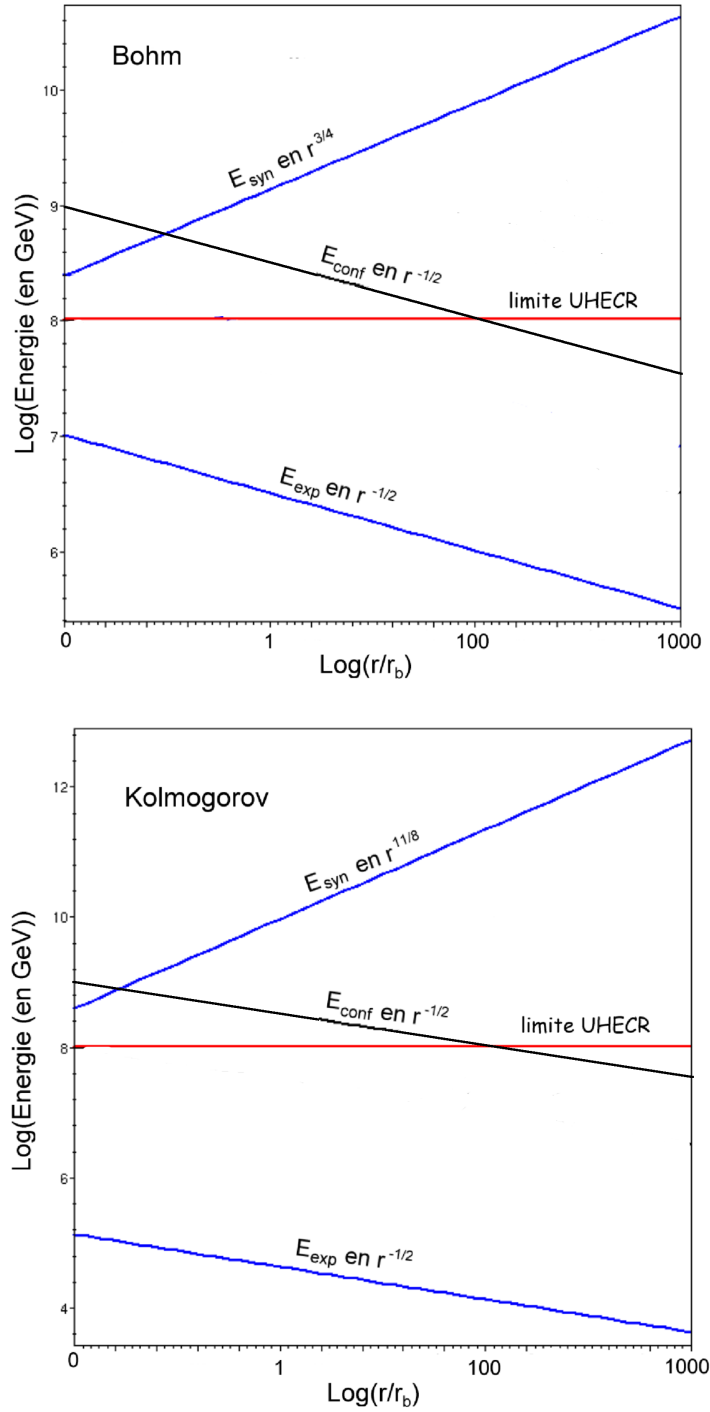


FIG. 5.1 – Comparaison des limitations en énergie (pour les protons) obtenues, dans \mathcal{R}_c , avec (en haut) un régime diffusif de Bohm et avec (en bas) l'introduction d'une turbulence de type Kolmogorov. Le champ magnétique décroît en $r^{-3/2}$ et vaut 10^5 G en r_b .

5.3.3 Rayons cosmiques, neutrinos et émission à haute énergie

Nous avons vu que l'opacité aux interactions proton-proton s'écrit $\tau_{pp} = n_p \sigma_{pp} \Delta R$ c'est-à-dire $\tau_{pp} = (\sigma_{pp}/\sigma_T) \tau_*$ en introduisant l'opacité Thompson. Cela permet d'exprimer facilement le rayon r_{pp} au-delà duquel il n'y a plus d'interaction proton-proton :

$$r_{pp} = r_* \sqrt{\sigma_{pp}/\sigma_T} \simeq 0.2 r_b \left(\frac{\eta_*}{\eta} \right)^{5/2}. \quad (5.27)$$

Ce rayon sera donc supérieur à r_b lorsque $\eta < \eta_*/3$ ce qui reste possible pour une fraction non négligeable des sursauts gamma, étant données les valeurs que peut prendre η_* (voir la section 2.2.3). Dans un tel cas, l'accélération dans les chocs internes débute alors même que le milieu est encore opaque aux interactions proton-proton, ce qui n'est pas sans conséquence. En effet, pour une population de protons dont l'énergie est de l'ordre de 1 GeV, ces interactions se décomposent de la manière suivante :

$$\begin{aligned} p + p &\longrightarrow D + \pi^+ \\ &\quad p + p + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0 \\ &\quad p + n + \pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0 \\ &\quad 2n + 2\pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Des neutrinos sont tout d'abord produits suite à la désintégration des mésons π^+ et π^- qui se traduit par

$$\begin{aligned} \pi^- &\longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \end{aligned} \quad (5.29)$$

mais également via la désintégration des muons ;

$$\begin{aligned} \mu^- &\longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\ \mu^+ &\longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \end{aligned} \quad (5.30)$$

On déduit facilement de la réaction (5.29) que l'énergie minimale des neutrinos produits, mesurée dans le référentiel barycentrique de la collision, s'écrit

$$\epsilon_{\nu_\mu} \simeq \frac{m_{\pi^\pm}^2 - m_\mu^2}{2 m_{\pi^\pm}} \simeq 30 \text{ MeV}, \quad (5.31)$$

avec $m_{\pi^\pm} \simeq 140 \text{ MeV}/c^2$ et $m_{\mu^\pm} \simeq 105 \text{ MeV}/c^2$. Quant à la réaction (5.30), elle donne des neutrinos dont l'énergie varie entre 25 et 50 MeV dans le référentiel barycentrique de la collision.

L'énergie des neutrinos produits reste proche des valeurs minimales car les pions n'emportent qu'une faible partie de l'énergie disponible au-dessus du seuil : cette dernière est essentiellement gardée par les protons ou les neutrons. Aussi, seuls quelques neutrinos sont produits à chaque interaction proton-proton. Evaluons alors le spectre et l'énergie

des neutrinos qui vont être observés : la densité de neutrinos produits, notée n_ν , peut être exprimée grâce à leur fonction de distribution en énergie $f_\nu(\epsilon_\nu)$. On a $n_\nu = \int f_\nu(\epsilon_\nu) d\epsilon_\nu$. De la même manière, la densité de protons accélérés est telle que $n_p = \int f_p(\gamma) d\gamma$ où $f_p(\gamma)$ est la fonction de distribution en énergie des protons. La fonction de distribution en énergie des neutrinos obéit alors à l'équation cinétique suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_\nu + c \vec{n} \cdot \nabla f_\nu = \xi_\nu \nu_{pp} \int f_p(\gamma) \delta(\epsilon_\nu - \gamma \epsilon_0) d\gamma, \quad (5.32)$$

où ν_{pp} est la fréquence des collisions proton-proton, ξ_ν ($\lesssim 10$) est le nombre moyen de neutrinos produits à chaque collision et ϵ_0 est l'énergie moyenne des neutrinos dans le référentiel barycentrique de la réaction, dont le facteur de Lorentz est γ_c , telle que nous l'avons déterminée précédemment. Si les protons ont un facteur de Lorentz moyen égal à γ alors $\gamma_c \sim \sqrt{\gamma}$: aussi, pour une fonction de distribution telle que $f_p(\gamma) \propto \gamma^{-s}$, on déduit facilement que le flux d'énergie des neutrinos dans \mathcal{R}_c sera proportionnel à ϵ_ν^{-2s+2} entre ϵ_0 et $\epsilon_0 \sqrt{\epsilon_{pp}/m_p c^2}$ dans \mathcal{R}_c . Nous avons vu que l'accélération dans les chocs internes génère une population de protons accélérés dont la distribution en énergie est en loi de puissance ϵ^{-s} avec $s = 2$. Le spectre en énergie des neutrinos sera donc en ϵ_ν^{-2} également dans une gamme d'énergie allant de 5 GeV à 150 GeV pour un observateur situé dans la direction de propagation du vent de matière du sursaut gamma.

De plus, si l'on considère que l'émission des neutrinos est isotrope dans \mathcal{R}_c , la puissance émise sous forme de neutrinos est égale à (dans \mathcal{R}_c)

$$P_{\nu c} = \xi_\nu \epsilon_0 \int \nu_{pp} n_p \Omega r^2 dr, \quad (5.33)$$

avec la borne supérieure de l'intégrale qui est égale r_{pp} . On peut donc exprimer l'énergie totale émise sous forme de neutrinos

$$E_{\nu c} \simeq (c \eta \Delta t_\nu n_p \Omega r_{pp}^2) \xi_\nu \epsilon_0, \quad (5.34)$$

où $(c \eta \Delta t_\nu n_p \Omega r_{pp}^2)$ représente le nombre total de protons accélérés, d'énergie supérieure à 1 GeV, qui ont traversé la sphère de rayon r_{pp} au cours du sursaut gamma (avec les mêmes notations que dans la section 2.2.2). En supposant que le nombre de protons accélérés est de l'ordre de N_p , cette énergie se réécrit simplement

$$E_{\nu c} \simeq \xi_\nu \frac{\epsilon_0}{m_p c^2} \frac{E}{\eta}. \quad (5.35)$$

Pour un observateur, dans \mathcal{R} , situé dans la direction de propagation du vent de matière, l'énergie émise est amplifiée par le facteur de Lorentz du vent c'est-à-dire η . On a donc pour l'observateur :

$$E_\nu \simeq \xi_\nu \frac{\epsilon_0}{m_p c^2} E, \quad (5.36)$$

soit $E_\nu \sim 10^{-3}$ à $10^{-2} E$ pour un nombre total de neutrinos égal à $\xi_\nu N_p$. Quant au nombre de neutrinos traversant un détecteur dont la surface collectrice est \mathcal{A} , il sera égal

à $\xi_\nu N_p \mathcal{A} / \Omega D^2$ où D est la distance du sursaut gamma : pour un sursaut gamma situé à 500 Mpc avec Ω de l'ordre de $4\pi/500$, il y aura plus de 10^8 neutrinos par km^2 de détecteur. Bien sûr, pour avoir le nombre de neutrinos effectivement détectés, il faut multiplier ce nombre par la probabilité de détection du détecteur.

Remarquons, par ailleurs, que les interactions proton-proton produisent des neutrons qui se désintègrent au bout d'environ 13 heures (dans le référentiel propre des neutrons) en donnant des anti-neutrinos dont l'énergie est de l'ordre de 0.7 MeV dans \mathcal{R}_c . Pour l'observateur dans \mathcal{R} , ces anti-neutrinos auront une énergie de 0.2 GeV.

Les interactions proton-proton génèrent également des mésons neutres π^0 qui vont se désintégrer en deux photons de 67 MeV en quelque 10^{-16} s dans le référentiel comobile (Gialis & Pelletier 2004a). Bien que produit avant le rayon photosphérique r_\star , ces photons n'interagissent pas avec les électrons (non encore accélérés) du milieu : en effet, leur énergie est bien supérieure à l'énergie de masse des électrons et l'on doit, de ce fait, se placer en régime Klein-Nishina (Klein & Nishina 1929) c'est-à-dire considérer une section efficace d'interaction qui est

$$\sigma_{KN} \simeq \frac{3}{8} \sigma_T \left(\frac{m_e c^2}{\epsilon_\gamma} \right) \left[\ln \left(\frac{2\epsilon_\gamma}{m_e c^2} \right) + \frac{1}{2} \right], \quad (5.37)$$

où ϵ_γ est l'énergie des photons (avec $\epsilon_\gamma \gg 511$ keV). Pour $\epsilon_\gamma = 67$ MeV, on obtient le rapport suivant ; $\sigma_{KN}/\sigma_T \simeq 1.7 \times 10^{-2}$. Le rayon photosphérique, pour de tels photons, peut donc s'écrire de la manière suivante : $r_\star(67 \text{ MeV}) \simeq r_\star \sqrt{\sigma_{KN}/\sigma_T} \simeq 0.13 r_\star$. Il n'y donc pas d'interaction électronique pour les photons de 67 MeV entre $0.13 r_\star$ et r_{pp} : cependant, ces photons ne pouvant être produits que durant la phase accélératrice des chocs internes, il faut que $r_b < 0.13 r_\star$ ce qui équivaut à $\eta < \eta_\star/4$.

Si l'on considère, à présent, un processus de création de paire des photons de 67 MeV sur eux-mêmes,

$$\gamma_1 + \gamma_2 \longrightarrow e^+ + e^-, \quad (5.38)$$

la section efficace est donnée par

$$\sigma_{\gamma\gamma} \simeq \frac{3}{4} \sigma_T \frac{\ln \gamma_{12}}{\gamma_{12}^2}, \quad (5.39)$$

avec $\gamma_{12} = \sqrt{\epsilon_{\gamma 1} \epsilon_{\gamma 2} / (m_e c^2)^2}$ pour des photons d'énergies $\epsilon_{\gamma 1}$ et $\epsilon_{\gamma 2}$. Dans notre cas, pour des énergies $\epsilon_{\gamma 1} = \epsilon_{\gamma 2} = 67$ MeV, on a $\sigma_{\gamma\gamma}/\sigma_T \simeq 2.0 \times 10^{-4}$ ce qui conduit, avec $n_\gamma \simeq 2 n_{\pi^0} \simeq n_p$, à un rayon de transparence d'environ $10^{-2} r_\star$. Il n'y donc pas de création de paires suite aux interactions des photons de 67 MeV sur eux-mêmes.

Enfin, les photons de 67 MeV ne peuvent pas interagir avec les photons thermiques présents dans le vent de matière car leur énergie (égale à la température du milieu donc < 0.5 keV) est inférieure à l'énergie de seuil de création de paire : $\epsilon_s \simeq 2 (m_e c^2)^2 / \epsilon_\gamma \simeq 7.8$ keV avec $\epsilon_\gamma = 67$ MeV.

Il serait donc possible d'avoir une signature de l'accélération des rayons cosmiques dans certains sursauts gamma (lorsque $\eta < \eta_\star/4$) à travers l'émission de photons qui seraient

reçus par un observateur, dans \mathcal{R} , à une énergie de 20 GeV ($\simeq \eta \times 67$ MeV). Pour des rayons cosmiques dont le spectre en énergie varie comme ϵ^{-2} , le spectre en rayonnement gamma produit par la désintégration des pions neutres π^0 est tel que

$$S_{\pi^0}(\epsilon_\gamma) \propto \left(\frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_0} \right)^{-2}, \quad (5.40)$$

pour $\epsilon_\gamma > \epsilon_0$ et $S_{\pi^0}(\epsilon_\gamma) = 0$ sinon, avec $\epsilon_0 \simeq 67$ MeV dans \mathcal{R}_c .

Ce spectre doit être comparé au spectre attendu pour les photons issus du processus SSC (pour Self-Synchrotron Compton³) qui a lieu au-delà de r_* , lorsque les électrons sont accélérés par les chocs internes. Pour une distribution en énergie d'électrons accélérés identique à celle des protons, c'est-à-dire qui varie en ϵ^{-2} , le spectre SSC peut s'écrire

$$S_{SSC}(\epsilon_\gamma) \propto \left(\frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_{SSC}} \right)^{-1/2}, \quad (5.41)$$

pour $\epsilon_\gamma > \epsilon_{SSC}$ avec $\epsilon_{SSC} \simeq \gamma_e^2 \epsilon_{peak}$. Ici, l'énergie ϵ_{peak} est égale à $E_{peak}/\eta \simeq 1$ keV, c'est-à-dire à l'énergie correspondant au maximum du spectre de l'émission prompte dans \mathcal{R}_c . Par ailleurs, nous verrons dans la prochaine section que le facteur de Lorentz des électrons est supérieur à environ 10^3 : on a donc $\epsilon_{SSC} \geq 10^3$ MeV. Cette énergie ($\gg 67$ MeV) montre que l'émission SSC et l'émission due à la désintégration des π^0 ne se font pas dans la même gamme d'énergie. En outre, l'énergie totale, E_{π^0} , produite par les π^0 est telle que $E_{\pi^0} = \eta N_{\pi^0} m_{\pi^0} c^2$, où N_{π^0} est le nombre de π^0 créés, c'est-à-dire (avec $N_{\pi^0} \simeq N_p/2$)

$$E_{\pi^0} \sim \frac{1}{2} \left(\frac{m_{\pi^0}}{m_p} \right) E, \quad (5.42)$$

où la masse m_{π^0} est égale à environ 134 MeV/c². Autrement dit, le rapport E_{π^0}/E est de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-1} . Pour un sursaut gamma situé à une distance de 1 Gpc, cette énergie conduit à l'observation de 10^{-3} à 10^{-2} photons de 20 GeV par cm² en tenant compte de la focalisation de l'émission dans un angle solide Ω . Le détecteur d'un instrument comme *GLAST* ayant une surface collectrice effective de 10^4 cm² pourra donc observer une centaine de photons. Notons qu'un photon de 18 GeV aurait déjà été détecté par *EGRET* en 1994 sur le sursaut gamma GRB 940217 (Hurley 1994). L'observation confirmée ou non d'une composante spectrale autour de 20 GeV issue de la désintégration des π^0 dans de futures observations de sursaut gamma permettra sans doute de conclure quant à la présence ou non d'une population de rayons cosmiques accélérés dans un milieu opaque aux interactions proton-proton.

D'après les limitations obtenues dans la section précédente, l'accélération dans les chocs internes génère des protons jusqu'à des énergies pouvant dépasser les 10^4 GeV (pour

³Dans ce processus, les électrons accélérés produisent des photons synchrotron qui subissent un processus Compton inverse en interagissant avec les électrons qui les ont produits : leur énergie est alors multipliée par le carré du facteur de Lorentz des électrons.

un champ magnétique supérieur à 10^4 G) : une des conséquences est la photo-production de pions (identique à l'effet GZK) sur les photons de quelques keV présents au-delà de r_* . Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, cela produit des pions qui se désintègrent en donnant des neutrinos emportant chacun environ 5 % de l'énergie initiale du pion. Malheureusement, par un calcul similaire au précédent, nous avons montré (Gialis & Pelletier 2003) que le nombre de neutrinos émis était trop faible, pour un sursaut gamma donné, pour pouvoir être observés : étant donnée la distribution de proton (en ϵ^2), ce nombre s'écrit

$$N_\nu = \xi_\nu N_p \left(\frac{1}{\gamma_s} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right), \quad (5.43)$$

où ξ_ν est le nombre de neutrinos produits par proton. Les protons considérés ici sont uniquement ceux dont les facteurs de Lorentz sont supérieurs au facteur de Lorentz seuil c'est-à-dire à $\gamma_s \simeq 10^4$ puisque les photons cibles ont une énergie, ϵ_γ , de quelques keV (dans \mathcal{R}_c). L'énergie totale émise sous forme de neutrinos, et exprimée pour un observateur dans \mathcal{R}_c , est alors

$$E_\nu \sim 0.05 \gamma_s \epsilon_\gamma \ln \left(\frac{\gamma_{max}}{\gamma_s} \right) N_\nu \sim 10^{-7} E, \quad (5.44)$$

ce qui est trop faible pour espérer une éventuelle détection liée à un seul sursaut gamma, les neutrinos émis ayant une énergie de l'ordre de $0.05 \gamma_s^2 \epsilon_\gamma$ soit 5 GeV dans \mathcal{R}_c (ou ~ 1.5 TeV pour un observateur dans \mathcal{R}). En revanche, l'ensemble des sursauts gamma présents dans l'Univers donnerait un flux observable de neutrinos de l'ordre de $10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce résultat est en accord avec celui obtenu par (Waxman & Bahcall 1999).

5.4 Le cas des électrons

Dans la section précédente, je me suis intéressé à la détermination des limitations en énergie concernant l'accélération des protons dans les chocs internes des sursauts gamma : cela avait pour but, notamment, de démontrer s'il était possible ou non de générer des rayons cosmiques ultra-énergétique (RCUE) au-delà de 10^{19} eV. Nous reviendrons sur ce problème dans le prochain chapitre. A présent, la question est de savoir ce qu'il advient des électrons qui subissent, également, un processus d'accélération de Fermi. Tout d'abord, nous déterminerons les principales limitations en énergie pour les électrons accélérés suivant un régime diffusif associé à de la turbulence de type Kolmogorov. Puis, nous verrons quelles sont les conséquences de ces limitations sur l'émission synchrotron à haute énergie. Enfin, nous terminerons sur une remarque quant aux conséquences d'une accélération des électrons en régime diffusif de Bohm.

5.4.1 Limitations en énergie

Dans la section 2.2.3, nous avons déterminé le rayon photosphérique, r_* , associé aux électrons et aux photons présents dans le plasma thermalisé du vent de matière : au-delà de

ce rayon, nous supposons que les électrons et les photons se découplent. Ainsi, contrairement aux protons, le début de la phase accélératrice pour les électrons va dépendre précisément du rayon photosphérique : en effet, si $r_* > r_b$, alors l'énergie acquise par les électrons lors des chocs internes est dissipée sous forme d'énergie radiative via les photons thermiques du milieu. La phase accélératrice commencera donc à un rayon que nous appellerons r_{acc} et qui sera tel que $r_{acc} = \max(r_*, r_b)$. En outre, l'invalidation d'un régime diffusif de Bohm nous amène ici à considérer uniquement le cas où nous introduisons une turbulence de type Kolmogorov associée à une fréquence de diffusion angulaire qui dépend du paramètre de rigidité.

Au-delà de r_{acc} , le temps caractéristique d'accélération, que nous avons exprimé dans l'équation (5.20) pour un proton, s'écrit, pour un électron d'énergie ϵ , de la manière suivante

$$t_{acc} \simeq 4.3 \times 10^{-4} \left(\frac{\kappa_0}{10}\right) \left(\frac{\eta}{300}\right)^{2/3} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right)^{-1/3} \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ MeV}}\right)^{1/3} \left(\frac{r}{r_b}\right)^{\frac{2+\alpha}{3}} s. \quad (5.45)$$

Les deux processus qui vont limiter l'accélération des électrons sont les pertes par rayonnement synchrotron et les pertes liées à l'expansion du milieu. En comparant comme précédemment, les temps associés à chaque processus avec le temps d'accélération, on déduit les deux limitations en énergie qui sont (Gialis & Pelletier 2004a) :

$$\epsilon_{syn} \simeq 6.5 \times 10^2 \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{-3/4} \left(\frac{\eta}{300}\right)^{-1/2} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right)^{-5/4} \left(\frac{r}{r_b}\right)^{(5\alpha-2)/4} \text{ MeV}, \quad (5.46)$$

pour les pertes synchrotron et

$$\epsilon_{exp} \simeq 1.2 \times 10^7 \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{-3} \left(\frac{\eta}{300}\right) \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right) \left(\frac{r}{r_b}\right)^{1-\alpha} \text{ MeV}, \quad (5.47)$$

pour les pertes par expansion.

Au début de la phase des chocs internes, à r_b , les pertes synchrotron imposent donc la plus basse limitation en énergie. Comme α est compris entre 1 et 2, en égalant les équations (5.46) et (5.47), on peut définir la distance, notée r_c , pour laquelle les deux limitations précédentes sont égales et au-delà de laquelle la limitation due à l'expansion du milieu devient dominante. On obtient

$$r_c = \left[5.4 \times 10^{-5} \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{9/4} \left(\frac{\eta}{300}\right)^{-3/2} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right)^{-9/4} \right]^{\frac{4}{6-9\alpha}} r_b. \quad (5.48)$$

Pour $\alpha = 2$ et $B(r_b) = 10^4 \text{ G}$, cette distance est égale à environ $26 r_b$: d'après l'équation (2.36), si $\eta < \eta_*/4$, alors $r_{acc} \geq r_c$ donc l'accélération est uniquement limitée par l'expansion. En revanche, si $\eta \geq \eta_*/4$, alors les deux limitations se succèdent avec une transition

en r_c : nous supposons, dans la suite, que ce cas est le plus fréquent étant données les valeurs de η_* et de η .

Pour $\alpha = 1$, la distance r_c est de l'ordre de $10^5 r_b$ c'est-à-dire toujours supérieure à r_* . Il est alors nécessaire de considérer les deux limitations.

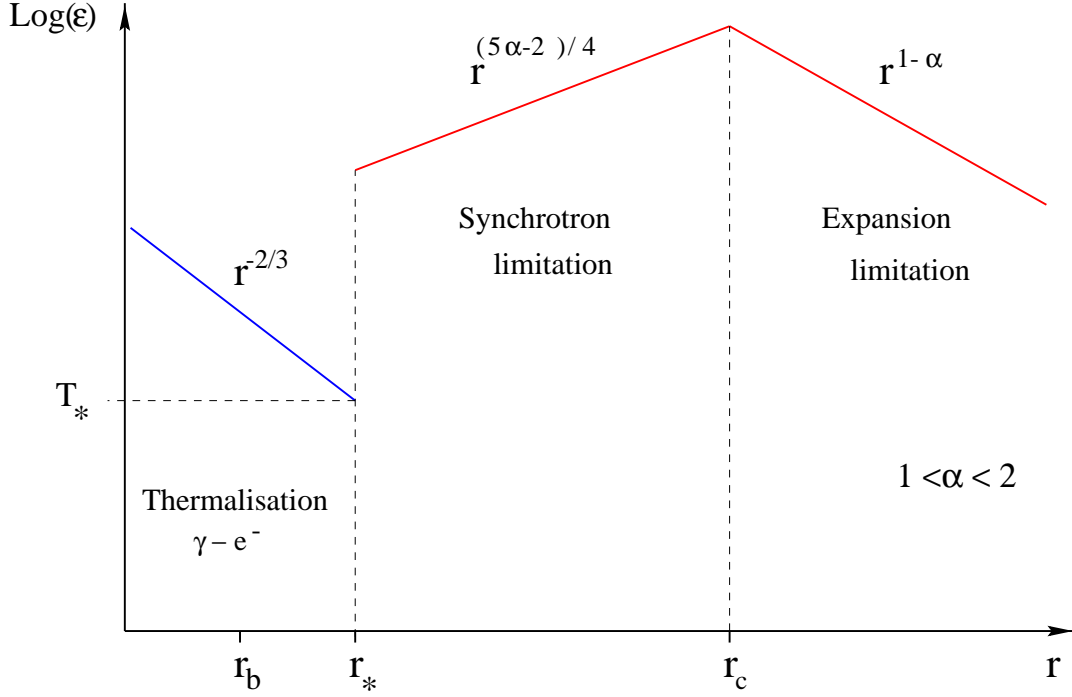


FIG. 5.2 – Evolution des limitations en énergie pour les électrons. La distance de transition r_c dépend non seulement de l'exposant α associé à la loi d'évolution du champ magnétique, mais également de la valeur de ce champ en r_b . Dans \mathcal{R}_c , l'énergie des électrons est maximale en r_c et varie de 10^5 à 10^7 MeV selon la valeur de α (Gialis & Pelletier 2004a).

L'énergie des électrons accélérés augmente jusqu'à la distance r_c où elle atteint son maximum (voir la Fig. 5.2). Cette énergie de coupure, notée ϵ_c , dépend également de l'exposant α du champ magnétique : d'après les équations (5.46) et (5.48), on déduit

$$\epsilon_c \simeq 6.5 \times 10^2 \left[\left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{6\alpha-3} \left(\frac{\eta}{300} \right)^{\frac{2-5\alpha}{2}} \right]^{\frac{1}{2-3\alpha}} \left[(5.4 \times 10^{-5})^{5\alpha-2} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 \text{ G}} \right)^{-3} \right]^{\frac{1}{6-9\alpha}} \text{ MeV.} \quad (5.49)$$

Pour $\alpha = 2$, l'énergie de coupure ϵ_c est donc égale à 4.5×10^5 MeV alors que pour $\alpha = 1$, ϵ_c augmente jusqu'à 1.2×10^7 MeV comme on peut le voir sur la Fig. 5.3.

Considérons, à présent, l'énergie émise par un électron sous forme de rayonnement

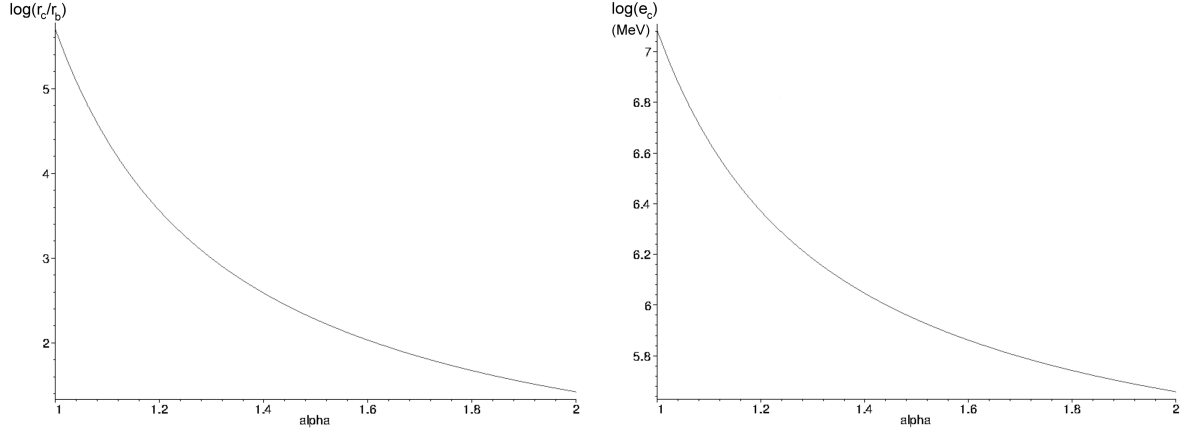


FIG. 5.3 – Variation de r_c/r_b (à gauche) et de l'énergie de coupure ϵ_c (à droite) en fonction de α (pour $\eta = 300$).

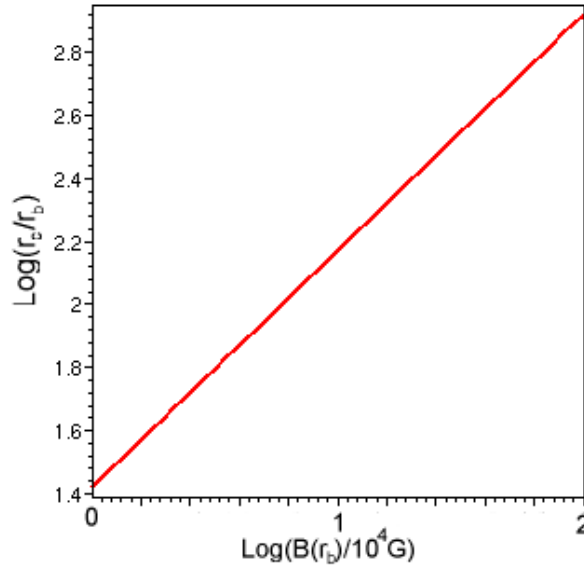


FIG. 5.4 – Variation de r_c/r_b (à gauche) en fonction du champ magnétique en r_b (pour $\alpha = 2$ et $\eta = 300$).

synchrotron. L'émission synchrotron sera maximale pour une fréquence ν_{syn} telle que

$$h \nu_{syn} \simeq 7.0 \times 10^{-4} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{-\alpha} \left(\frac{\epsilon}{1 MeV} \right)^2 eV. \quad (5.50)$$

D'après l'équation (5.46) et pour $r_{acc} = r_b$, cette énergie est au minimum de l'ordre de 0.3 keV dans \mathcal{R}_c pour les électrons atteignant la limitation synchrotron en énergie.

Par ailleurs, l'énergie $h\nu_{syn}$ atteint son maximum en r_c : d'après les équations (5.48) et (5.50), on trouve que cette énergie est indépendante de α et s'écrit dans \mathcal{R}_c

$$h\nu_c \simeq 2.0 \times 10^2 \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{-3} \left(\frac{\eta}{300}\right)^{1/3} \text{ keV}. \quad (5.51)$$

Cette énergie constitue donc, quel que soit le champ magnétique, une énergie de coupure dans la partie haute énergie du spectre observé. Je détaille, dans la section suivante, les conséquences de ces limitations en énergie sur l'émission prompt à haute énergie que l'on observe dans les sursauts gamma.

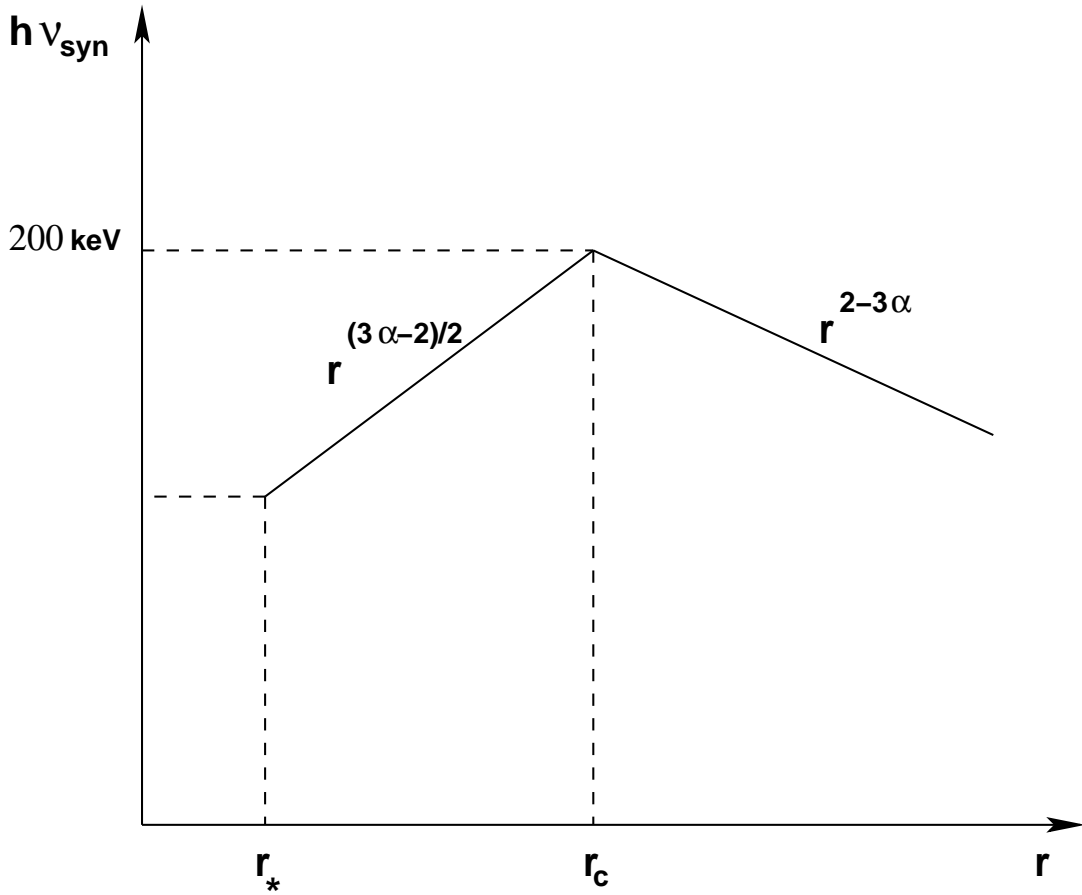


FIG. 5.5 – Evolution de l'énergie des photons synchrotron produits par les électrons accélérés. Le maximum est atteint en r_c et vaut 200 keV , quel que soit le champ magnétique.

5.4.2 Conséquences sur l'émission à haute énergie

Dans cette section, je me place dans le cas particulier où le champ magnétique décroît comme r^{-2} (c'est-à-dire $\alpha = 2$). Nous avons vu précédemment que l'énergie des électrons est limitée tout d'abord par les pertes synchrotron puis par les pertes liées à l'expansion. Aussi, nous définirons l'énergie limite, notée ϵ_b , atteinte par les électrons comme étant égale à ϵ_{syn} jusqu'à r_c puis à ϵ_{exp} au-delà. Par ailleurs, d'après les équations (5.50) et (5.51), l'émission synchrotron produite par les électrons s'étale sur plus de trois décades en énergie allant, dans \mathcal{R}_c , de 0.3 keV à 200 keV soit pour un observateur dans \mathcal{R} de quelques dizaines de keV à plusieurs dizaines de MeV. On suppose ici que $r_{acc} \gtrsim r_b$.

D'après le processus d'accélération, la densité électronique, $\rho(\epsilon, r)$, à la distance r et pour une énergie ϵ , est telle que

$$\rho(\epsilon, r) \propto \epsilon^{-2} \exp(-\epsilon/\epsilon_b(r)). \quad (5.52)$$

Localement, on peut définir un spectre synchrotron dépendant de la distance r qui est

$$s_e(\nu, r) \propto \int \rho(\epsilon, r) P(\epsilon, r) \delta(\nu - \epsilon^2 g(r)) d\epsilon, \quad (5.53)$$

avec $P(\epsilon, r) \propto \epsilon^2 g(r)^2$ la puissance totale émise par un électron et en définissant $g(r) = \nu_{syn} \epsilon^{-2}$ c'est-à-dire $g(r) \propto B(r)$ (voir l'équation (5.50)). En intégrant l'équation (5.53), on obtient facilement

$$s_e(\nu, r) \propto g(r) \left(\frac{g(r)}{\nu} \right)^{1/2} \exp \left(-\sqrt{\frac{\nu}{g(r)}} \frac{1}{\epsilon_b(r)} \right). \quad (5.54)$$

Par ailleurs, on peut introduire une fréquence de coupure locale, notée ν_* et définie, d'après l'équation (5.50), par $\nu_*(r) = g(r) \epsilon_b(r)^2$: jusqu'à r_c , on aura $\nu_*(r) \propto r^2$ puis, au-delà, $\nu_*(r) \propto r^{-4}$. L'intégration du spectre local donné par l'équation (5.54) donne alors un spectre qui est

$$S_e(\nu) \propto \nu^{-1/2} \left[\int_{r_b}^{r_c} r^{-3} \exp \left(-\sqrt{\frac{\nu}{\nu_*(r_c)}} \frac{r_c}{r} \right) dr + \int_{r_c}^{r_d} r^{-3} \exp \left(-\sqrt{\frac{\nu}{\nu_*(r_c)}} \frac{r^2}{r_c^2} \right) dr \right], \quad (5.55)$$

avec $\nu_*(r_c) = \nu_c$, la fréquence de coupure maximale. La partie du spectre qui nous intéresse est telle $\nu < \nu_c$: récrivons alors l'expression précédente de la manière suivante

$$S_e(\nu) \propto \nu^{-1/2} \left[\int_{r_b}^{r_c} \frac{1}{r^3} \exp(-\alpha \frac{r_c}{r}) dr + \int_{r_c}^{r_d} \frac{1}{r^3} \exp(-\alpha \frac{r^2}{r_c^2}) dr \right], \quad (5.56)$$

avec $\alpha \equiv \sqrt{\nu/\nu_c} \geq \sqrt{\nu_{syn}(r_b)/\nu_c} \simeq 3.9 \times 10^{-2}$.

La première intégrale se calcule aisément grâce à une simple intégration par parties :

$$\int_{r_b}^{r_c} \frac{1}{r^3} \exp(-\alpha \frac{r_c}{r}) dr = \frac{1}{r_c^2 \alpha^2} \left[(\alpha + 1) \exp(-\alpha) - \frac{\alpha + \lambda}{\lambda} \exp(-\alpha/\lambda) \right], \quad (5.57)$$

où $\lambda = r_b/r_c \simeq 1/26$ puisque $B \propto r^{-2}$.

La seconde intégrale nécessite, quant à elle, une intégration par parties itérative : comme $r_c \ll r_d$, on peut poser que $r_d \rightarrow +\infty$ et une première intégration donne

$$\int_{r_c}^{r_d} \frac{1}{r^3} \exp\left(-\alpha \frac{r^2}{r_c^2}\right) dr = \frac{r_c^2}{2\alpha} \left(\frac{\exp(-\alpha)}{r_c^4} - 4 \int_{r_c}^{+\infty} \frac{1}{r^5} \exp\left(-\alpha \frac{r^2}{r_c^2}\right) dr \right). \quad (5.58)$$

En répétant itérativement sur l'intégrale restante une intégration par partie et en simplifiant le résultat obtenu, on aboutit à

$$\int_{r_c}^{r_d} \frac{1}{r^3} \exp\left(-\alpha \frac{r^2}{r_c^2}\right) dr = \frac{\exp(-\alpha)}{2 r_c^2 \alpha} \left(\sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(-1)^n (n+1)!}{\alpha^n} \right). \quad (5.59)$$

Quelle que soit la valeur de α , la somme de la série qui est présente dans le résultat précédent est convergente. Cette dernière est d'ailleurs connue sous le nom de *fonction hypergéométrique étendue de Barnes* : elle vaut 3.5×10^{-2} pour $\alpha = \alpha_{min} \simeq 3.9 \times 10^{-2}$ et atteint 0.4 pour $\alpha = 1$.

Le spectre synchrotron est donc tel que

$$S_e(\nu) \propto \nu^{-1} \left[\left(\frac{\alpha+1}{\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(-1)^n (n+1)!}{\alpha^n} \right) \exp(-\alpha) - \frac{\alpha+\lambda}{\lambda \alpha} \exp(-\alpha/\lambda) \right]. \quad (5.60)$$

Pour $\alpha_{min} \leq \alpha < 1$, l'expression entre crochets est quasi-constante donc $S_e(\nu) \propto \nu^{-1}$ alors qu'au-delà de $\alpha = 1$, le spectre décroît plutôt comme ν^{-s} avec $s \in [1.5, 2]$.

En conclusion, les électrons sembleraient être à l'origine d'une émission constituée d'une composante thermique en-dessous de quelques 0.1 keV, comme nous l'avons vu dans la section 2.2.3, et d'une composante synchrotron, comme nous venons de le voir, au-dessus de cette même énergie. Cette énergie de séparation entre les deux composantes serait égale, dans \mathcal{R} , à l'énergie, E_{peak} , correspondant au maximum du spectre observé pour l'émission prompte (voir le chapitre 1). Le spectre de l'émission prompte, dans \mathcal{R} , serait alors

$$S(\nu) \propto \begin{cases} \nu^2 & \text{pour } h\nu \lesssim E_{peak} \\ \nu^{-1} & \text{pour } E_{peak} \lesssim h\nu < \eta h\nu_c \end{cases}, \quad (5.61)$$

où l'énergie E_{peak} est déterminée par l'émission synchrotron produite en $r_{acc} \gtrsim r_b$ et reste de l'ordre de $\eta h\nu_{syn}(r_b)$, c'est-à-dire varie de 30 keV à plus de 300 keV suivant η . Il est important de noter qu'une émission synchrotron constituerait la seule possibilité permettant de rendre compte de récentes mesures qui ont montré une forte polarisation dans l'émission prompte de certains sursauts gamma comme cela fut le cas, par exemple, pour le sursaut gamma GRB 021206 (Coburn & Boggs (2003), Granot (2003)).

Remarquons, enfin, qu'il ne peut y avoir de processus SSC entre les photons de 0.3 keV (dans \mathcal{R}_c) et les électrons accélérés que dans certaines conditions : en effet, si $r_{acc} > r_b$,

les électrons sont rapidement accélérés au-delà de 10 GeV et produisent alors des photons d'énergie supérieure au keV dans \mathcal{R}_c . Le processus SSC ne peut, de ce fait, avoir lieu qu'en régime Klein-Nishina (car $\bar{\gamma}_e h \nu_{syn} \gg m_e c^2$), ce qui implique un rayon photosphérique associé inférieur à r_\star donc à r_{acc} . Il n'y a donc pas, dans ce cas là, de processus SSC, le milieu est transparent pour les photons synchrotron produits. En revanche, si $r_{acc} \simeq r_\star \simeq r_b$, le processus SSC n'a plus lieu en régime Klein-Nishina, car la limitation en énergie due au rayonnement synchrotron est trop forte pour les électrons : une faible émission au-delà de 10 GeV ($\simeq \eta \bar{\gamma}_e^2 h \nu_{syn}(r_b)$) est alors possible pour un observateur dans \mathcal{R} .

5.4.3 Remarque sur un régime diffusif de Bohm

Si l'on revient à un régime diffusif de Bohm, concernant l'accélération des électrons, le calcul⁴ de la limitation en énergie, due aux pertes synchrotron, montre que le facteur de Lorentz électronique maximal que l'on peut attendre s'écrit :

$$\gamma_e^{max} \simeq 3.2 \times 10^5 \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-1/2} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G} \right)^{-1/2} \left(\frac{r}{r_b} \right)^{\alpha/2}. \quad (5.62)$$

Pour $\alpha = 2$, cela veut dire, par exemple, que l'accélération produit des électrons dont le facteur de Lorentz dépasse les 10^8 à quelques centaines de r_b : l'émission synchrotron qui en résulterait serait alors dans une gamme d'énergie supérieure à 100 MeV dans \mathcal{R}_c , soit au-delà de 10 GeV pour l'observateur de \mathcal{R} . Cette constatation est, bien sûr, en contradiction avec les émissions promptes que l'on observe autour de la centaine de keV. Aussi, l'introduction d'un régime diffusif associé à une turbulence de type Kolmogorov résout facilement ce problème puisque les limitations en énergie sur les électrons sont alors nettement plus fortes et conduisent à une énergie de coupure dans l'émission synchrotron qui n'est que de quelques dizaines de MeV dans \mathcal{R} , quel que soit le champ magnétique.

⁴similaire à celui qui a été fait pour les protons

Chapitre 6

Génération des RCUE dans les Sursauts Gamma

Dans le chapitre précédent, nous avons démontré que la production de rayons cosmiques ultra-énergétiques (RCUE) dans les sursauts gamma était impossible via un processus d'accélération de Fermi tel que cela a été envisagé dans les chocs internes. Un nouveau scénario est donc nécessaire si l'on veut montrer que les sursauts gamma sont effectivement capables de générer des RCUE : l'idée que j'ai alors reprise dans cette thèse a été évoquée pour la première fois par Pelletier en 1999 et consiste à introduire un processus d'accélération de Fermi relativiste durant la phase des chocs internes. Les travaux que j'ai effectués et qui sont présentés dans ce chapitre consistaient ainsi à détailler et à appliquer ce nouveau processus. Tout d'abord, je commencerai par décrire, de manière assez qualitative, le scénario envisagé. Puis, par une approche analytique plus précise du processus d'accélération, j'essaierai d'établir l'efficacité que l'on peut attendre d'un tel scénario au sein des sursauts gamma. Les résultats obtenus seront ensuite appuyés par une simulation numérique que j'ai réalisée et qui tient compte, notamment, de la dynamique propre au vent de matière des sursauts gamma (Gialis & Pelletier 2004b). Enfin, dans une dernière section, j'analyserai quelles sont les conséquences des résultats obtenus.

6.1 Description du processus d'accélération

Nous avons vu, dans le modèle des chocs internes, que le vent de matière produit par le moteur central du sursaut gamma pouvait être modélisé par une succession de couches qui sont éjectées sur une durée équivalente à la durée de l'émission prompte observée (voir la section 2.2.2). Ces couches permettent, par exemple, d'expliquer les rapides variabilités observées dans les courbes de lumière lorsqu'elles entrent en collision et produisent ce que l'on appelle les chocs internes. Par ailleurs, nous avons indiqué, dans le précédent chapitre, que les couches transportent avec elles un champ magnétique qui décroît comme $r^{-\alpha}$ avec un exposant α compris entre 1 et 2 suivant les modèles. La proposition faite par Pelletier & Kersalé (2000) dans le cas des sursauts gamma consistait à accélérer les rayons cosmiques via des fronts alfvéniques relativistes se propageant dans le vent en expansion. Le

scénario que l'on propose ici est du même type : en effet, **on considère chaque couche comme un front magnétisé relativiste sur lequel les rayons cosmiques peuvent être diffusés et accélérés** (suivant les conditions que nous allons établir). Autrement dit, les couches de matière sont autant de structures magnétiques capables de diffuser les rayons cosmiques présents dans le vent suivant un processus similaire à l'idée originelle de Fermi (1949).

Rappelons, tout d'abord, que nous avons défini le référentiel \mathcal{R}_c comme le référentiel moyen associé au vent de matière et dont le facteur de Lorentz par rapport au référentiel stationnaire \mathcal{R}_s est Γ ($\simeq \eta$). Supposons qu'un front magnétisé se propage dans \mathcal{R}_s avec un facteur de Lorentz égal à Γ_* , alors, par une transformation de Lorentz de son quadri-vecteur vitesse, on obtient son facteur de Lorentz, exprimé dans \mathcal{R}_c , qui vaut $\gamma_* \simeq 2\Gamma/\Gamma_*$. Comme $\Gamma \sim \Gamma_*$, on peut dire que $\gamma_* \sim 2$: ce facteur de Lorentz constitue le facteur de Lorentz moyen associé au front magnétisé dans \mathcal{R}_c . En outre, étant donné la définition de \mathcal{R}_c , on peut considérer qu'environ la moitié de ces fronts ont une vitesse $+\beta_*$ ($\simeq 1 - 1/2\gamma_*^2$) et l'autre moitié une vitesse $-\beta_*$. Cela fournit dans \mathcal{R}_s un facteur de Lorentz minimal Γ_*^- égal à $\Gamma/2\gamma_*$ et un facteur de Lorentz maximal Γ_*^+ égal à $2\gamma_*\Gamma$ pour les fronts.

L'accélération de Fermi relativiste via des fronts relativistes convergents, comme cela a été proposé par Pelletier (1999), est donc envisageable si l'on fait l'hypothèse d'un champ magnétique suffisamment important dans les fronts magnétisés : en fait, les rayons cosmiques présents dans le vent de matière seront diffusés et accélérés par les fronts si et seulement si leur rayon de Larmor est plus petit que la taille du front considéré¹. Contrairement à l'accélération dans les chocs internes, la diffusion s'effectue sur un temps bien plus court de quelques rayons de Larmor seulement. La définition des fronts magnétisés nous permet, par ailleurs, de supposer que la taille des fronts suit la même évolution et reste égale à l'épaisseur des couches de matières : dans \mathcal{R}_s , la taille des fronts sera donc égale à $\delta \simeq r/\Gamma^2$. Aussi, les particules de charge Ze dont l'énergie est plus grande que l'énergie de confinement $Ze\Gamma^2 B\delta$ (mesurée ici dans \mathcal{R}_s) n'interagiront que faiblement avec un front d'épaisseur propre r/Γ : on peut ainsi considérer que cette énergie limite de confinement est égale à une énergie limite de diffusion au-delà de laquelle les particules ne sont plus diffusées ni accélérées. Ici, nous faisons l'hypothèse d'un champ magnétique moyen identique associé à chaque front à la distance r_b : comme chaque front voit son champ magnétique décroître en $r^{-\alpha}$ au cours de son mouvement, on peut lui associer une énergie limite de diffusion proportionnelle à $r^{1-\alpha}$. Les trois principaux facteurs limitant l'accélération des particules seront ainsi :

- 1 - la décroissance de l'énergie limite de diffusion au cours du temps ;
- 2 - la coalescence des couches de matière au cours de l'expansion qui abaisse le nombre total de fronts dans le milieu accélérateur ;
- 3 - l'expansion même du milieu qui diminue, elle aussi, la densité de fronts en augmentant le libre parcours moyen entre deux couches.

¹qui est définie comme étant la longueur de corrélation du champ magnétique.

Enfin, il est important de noter que l'accélération de Fermi relativiste qui est proposée ici peut constituer un processus d'accélération complémentaire au processus que nous avons déjà étudié dans les chocs internes. La différence est, comme nous allons le voir, que les limitations en énergie de ce processus sont bien moindres et permettent d'atteindre des énergies plus grandes. Cependant, ce processus *additionnel* ne concerne que des particules de type hadronique comme, par exemple, des protons pour lesquels les pertes par rayonnement synchrotron sont négligeables, ce qui n'est pas le cas pour des électrons étant données les limitations obtenues précédemment.

6.2 Une approche analytique

Dans cette section, j'essaie d'évaluer, par une approche analytique, l'efficacité du scénario d'accélération envisagé précédemment. Pour cela, il nous faut tout d'abord revenir à l'accélération de Fermi relativiste.

6.2.1 Dynamique du processus

Dans le référentiel d'un front magnétisé (voir la section 4.3), les particules sont diffusées sans direction privilégiée : dans \mathcal{R}_c , cela veut dire qu'aucune distribution angulaire isotrope de particules accélérées ne peut être envisagée. En effet, la distribution angulaire sera constituée, dans ce référentiel, par la superposition de deux types de distributions anisotropes correspondant aux fronts se propageant dans les deux sens : la transformation de Lorentz sur les cosinus des angles de diffusion que nous avons vu dans la section 4.3 conduit à une distribution angulaire résultante :

$$\rho(\mu) = \rho_+ + \rho_- = \frac{1}{2\gamma_\star^2} \frac{1 + \beta_\star^2 \mu^2}{(1 - \beta_\star^2 \mu^2)^2}. \quad (6.1)$$

Par ailleurs, le gain en énergie, dans \mathcal{R}_c , pour une particule relativiste d'impulsion p_1 avant l'interaction et p_2 après est tel que

$$p_2 \simeq \gamma_\star^2 (1 + \beta_\star \mu'_2) (1 - \beta_\star \mu_1) p_1, \quad (6.2)$$

en gardant les notations de la section 4.3. Il est donc compris entre $(1 - \beta_\star)/(1 + \beta_\star)$ c'est-à-dire $\simeq 1/4\gamma_\star^2$ pour une collision fuyante et $(1 + \beta_\star)/(1 - \beta_\star)$ soit $\simeq 4\gamma_\star^2$ pour une collision frontale. Un proton ayant une énergie proche de l'énergie limite de diffusion locale, ϵ_{cl} , avant une interaction, peut atteindre une énergie $\simeq 4\gamma_\star^2 \epsilon_{cl}$ après la rencontre, c'est-à-dire dépasser d'un facteur ~ 16 l'énergie maximale ϵ_{cl} avant de s'échapper définitivement du milieu.

Par ailleurs, la fonction de distribution de μ_1 , donnée par l'équation (6.1), est paire ce qui implique que le gain moyen en énergie par interaction, dans \mathcal{R}_c , est simplement

$$\langle G \rangle = \int_{\mu_1=-1}^1 \int_{\mu'_2=-1}^1 \gamma_\star^2 (1 + \beta_\star \mu'_2) (1 - \beta_\star \mu_1) \rho(\mu_1) d\mu_1 \simeq \gamma_\star^2. \quad (6.3)$$

Même si $\gamma_\star \simeq 2$, le gain moyen pour une particule qui subit plusieurs interactions devient rapidement élevé : par exemple, un proton qui a une énergie initiale de 100 GeV peut atteindre une énergie de 10^{10} GeV en une douzaine d'interactions seulement. Contrairement au scénario d'accélération dans un choc relativiste, le gain moyen γ_\star^2 peut être atteint à chaque interaction, les particules n'ayant pas à retraverser un choc et à effectuer plusieurs cycles de Fermi.

Pour savoir si ce processus permet de générer effectivement des RCUE, il s'agit à présent de déterminer si le nombre d'interaction par particule est suffisant. Deux paramètres sont à prendre en compte pour cela : le premier est l'expansion du milieu dans lequel se propagent les fronts. Dans \mathcal{R}_s , le libre parcours moyen $\bar{\ell}_p$ des particules entre deux interactions est alors égal à environ r/N_c où N_c est le nombre de couches (ou fronts) présents dans le vent. Plus la distance à l'objet central augmente en raison de l'expansion ($r \simeq ct$), plus ce libre parcours moyen augmente également : le taux d'interaction est donc proportionnel à r^{-1} . Le second paramètre est l'énergie limite de diffusion qui diminue, quant à elle, comme $r^{1-\alpha}$. Pour une particule donnée, le milieu devient donc de plus en plus transparent aux interactions avec les fronts : en effet, lors de l'expansion, l'énergie de la particule a une probabilité de plus en plus grande d'être supérieure à l'énergie limite de diffusion des fronts rencontrés. Supposons que le champ magnétique soit tel que $\alpha = 2$. Entre une interaction en r et l'interaction suivante en $r + \bar{\ell}_p$ en moyenne, l'énergie limite de diffusion locale, ϵ_{cl} ($\propto r^{-1}$), est alors

$$\epsilon_{cl}(r + \bar{\ell}_p) = \frac{r}{r + \bar{\ell}_p} \epsilon(r) \simeq (1 - q) \epsilon(r), \quad (6.4)$$

avec $q = \bar{\ell}_p/r \simeq 1/N_c$ en supposant que $N_c \gg 1$ (ce qui implique que $\bar{\ell}_p \ll r$). A la n -ième interaction, une particule rencontre donc un front avec une énergie limite de diffusion locale qui s'écrit

$$\epsilon_{cl}(n) = (1 - q)^n \epsilon_{cl}(0). \quad (6.5)$$

Une particule, d'énergie initiale ϵ_0 , n'aura plus d'interaction et s'échappera du milieu lorsque le nombre d'interactions, n_c , sera tel que

$$\gamma_\star^{2n_c} \epsilon_0 \sim (1 - q)^{n_c} \epsilon_{cl}(0), \quad (6.6)$$

ce qui conduit à un nombre maximal

$$n_c \sim \frac{\ln \left(\frac{\epsilon_{cl}(0)}{\epsilon_0} \right)}{\ln \left(\frac{\gamma_\star^2}{1 - q} \right)}. \quad (6.7)$$

Un proton ayant une énergie initiale de 100 GeV aura donc un nombre maximal d'interaction $n_c \sim 15$ (avec $q \ll 1$) pour une énergie $\epsilon_{cl}(0) \simeq \epsilon_{cl}(r_b) \sim 10^{20}$ eV avec un champ magnétique de 10^5 G en r_b . Ce nombre donne également l'ordre de grandeur du nombre minimal de fronts magnétisés que doit contenir le vent pour qu'un tel proton atteigne voire dépasse l'énergie limite de diffusion. Rappelons que le nombre de couches généralement considéré dans le modèle des chocs internes est nettement supérieur (jusqu'à 10^4).

6.2.2 Accélération et photo-production de pions

Nous avons vu, dans la section 5.3.3, que les protons dont l'énergie est supérieure à une énergie seuil d'environ 10^4 GeV subissent un processus de photo-production de pions sur les photons du milieu dont l'énergie (dans \mathcal{R}_c) est de quelques keV : aussi, cela implique une perte d'énergie pour les protons qui est d'environ 10 % à chaque interaction (voir le chapitre 3). Il est alors nécessaire d'évaluer si cette perte d'énergie est un facteur limitant l'accélération des rayons cosmiques et donc, la production de RCUE.

Comme l'a souligné Waxman (1995), le temps caractéristique, $t_{p\gamma}$, de perte d'énergie par le processus de photo-production de pions peut s'écrire

$$t_{p\gamma} \sim \frac{10}{n_\gamma \sigma_{p\gamma} c}, \quad (6.8)$$

où la densité de photons d'énergie, ϵ_γ , proche du keV est telle que

$$n_\gamma \simeq \frac{L_\gamma}{\Omega r^2 c \epsilon_\gamma \eta^2}, \quad (6.9)$$

avec L_γ , la luminosité totale observée en rayonnement gamma. En introduisant les valeurs typiques pour les différents paramètres, caractérisant les sursauts gamma, on déduit

$$t_{p\gamma} \sim 5.4 \times 10^{-4} \left(\frac{\eta}{300} \right)^6 \left(\frac{\Omega/4\pi}{2 \times 10^{-3}} \right) \left(\frac{L_\gamma}{10^{50} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{\epsilon_\gamma}{1 \text{ keV}} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^2 \text{ s}. \quad (6.10)$$

Parallèlement, le temps d'accélération, t_{acc} , du processus d'accélération additionnelle est de l'ordre de $(\gamma_\star^2 - 1)\bar{\ell}_p/\eta c$, étant donnée l'évolution dynamique que nous avons vue dans la section précédente. Puisque $\gamma_\star \simeq 2$, on obtient facilement

$$t_{acc} \sim 3.3 \times 10^{-4} \left(\frac{N_c}{100} \right)^{-1} \left(\frac{\eta}{300} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right) \text{ s}. \quad (6.11)$$

Si $t_{p\gamma}$ et t_{acc} peuvent être du même ordre de grandeur en r_b (notamment pour un faible nombre de couches), le rapport $t_{p\gamma}/t_{acc}$ croît, quant à lui, comme r : on peut donc considérer que t_{acc} reste toujours inférieur à $t_{p\gamma}$, ce qui implique que les pertes en énergie, liées à la photo-production de pions, peuvent être négligées.

Les arguments analytiques, que nous venons de développer, semblent donc montrer que l'efficacité du processus d'accélération de Fermi relativiste au sein du vent de matière, durant la phase des chocs internes, est un scénario intéressant : un proton, via un faible nombre d'interactions avec des fronts magnétisés relativistes, peut en effet atteindre facilement l'énergie limite de diffusion sans subir de perte en énergie trop importante. La mise en place d'une simulation numérique, tenant compte à la fois de la géométrie du milieu et de ces caractéristiques dynamiques, s'avère cependant nécessaire pour donner une conclusion définitive quant à la possibilité d'atteindre effectivement l'énergie limite de diffusion avant une centaine de r_b et donc de générer des RCUE.

6.3 Modélisation numérique

Etant parmi les premiers à proposer un processus d'accélération de Fermi relativiste utilisant des fronts magnétisés dans la phase des chocs internes, aucune simulation numérique de ce type n'a jamais été réalisée auparavant. La simulation que je propose ici est donc tout à fait nouvelle et ne s'appuie sur aucune autre expérience antérieure. Dans cette section, je commencerai tout d'abord par préciser et justifier les conditions initiales choisies pour la modélisation. Je décrirai ensuite l'évolution temporelle utilisée pour cette expérience numérique. Enfin, je donnerai les résultats obtenus tout en discutant de l'interprétation que l'on peut en faire.

6.3.1 Conditions initiales

Voici la représentation initiale du vent de matière qui a été choisie :

- Le vent de matière en expansion relativiste a été représenté au début de la phase des chocs internes (à r_b) par un cône dont l'ouverture est égale à l'angle solide $\Omega \simeq 4\pi/500$ tel qu'il a été défini dans la section 2.2.2. En se plaçant dans le référentiel stationnaire \mathcal{R}_s , la hauteur initiale du tronc de cône correspond à la longueur totale du vent : celle-ci a été définie précédemment comme étant égale à $c\Delta t_v$ où Δt_v est du même ordre que la durée de l'émission prompte du sursaut gamma. Le rayon transverse du cône est alors égal à $\sqrt{\Omega/\pi} r$.
- Des couches de matière de même masse, représentant chacune un front magnétisé relativiste, sont disposées aléatoirement dans le tronc de cône. On attribue à chaque couche un facteur de Lorentz initial, Γ_k , suivant une distribution uniforme comprise entre 10^2 et 10^3 comme cela a été fait par différents auteurs pour reproduire numériquement les courbes de lumière associées aux émissions promptes produites par les chocs internes (voir, par exemple, Daigne & Mochkovitch (1998) ou Piran (2000)). Le nombre de couches, comme on l'a vu, peut varier d'au moins trois ordres de grandeur : ici, celui qui a été utilisé est égal à 50. C'est l'ordre de grandeur du nombre de couches qui est généralement utilisé dans diverses simulations (voir Kobayashi et al. (1997)) et qui permet, en outre, de garder un temps de calcul raisonnable.
- L'épaisseur de chaque couche, mesurée dans \mathcal{R}_s , est évidemment fonction de sa distance au centre est vaut, pour la k -ième couche, r/Γ_k^2 alors que la taille transverse est la même que celle du tronc de cône.
- On injecte initialement dans chaque couche une distribution isotrope de particules (protons) dont le spectre en énergie, suivant le processus d'accélération de Fermi dans les chocs internes, décroît comme ϵ'^{-2} dans le référentiel de la couche. La borne inférieure du spectre est prise à 1 GeV et sa borne supérieure est déterminée

par la limitation en énergie due à l'expansion qui est, comme nous l'avons vu dans la section 5.3.2, dominante et qui vaut aux environs de r_b

$$\epsilon_{exp} \simeq 10^5 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right) GeV. \quad (6.12)$$

Pour chaque particule, l'énergie ϵ , dans \mathcal{R}_s , est donnée par une simple transformation de Lorentz :

$$\epsilon = \Gamma_k (1 \pm \beta_k \beta_r^c) \epsilon', \quad (6.13)$$

avec β_r^c la vitesse radiale de la particule dans le référentiel de la couche où elle se trouve initialement. Dans l'annexe C, on montre que, dans \mathcal{R}_s , la fonction de distribution en énergie produite dans chaque couche par les chocs internes est telle que

$$\bar{f}(\epsilon) \propto \begin{cases} \epsilon & \text{pour } \epsilon < 2\Gamma_k \\ \epsilon^{-2} & \text{pour } 2\Gamma_k < \epsilon < 2\Gamma_k \gamma_m \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}, \quad (6.14)$$

où γ_m représente le facteur de Lorentz maximal, dans le référentiel de la couche, qui égal à $\epsilon_{exp}/m_p c^2$. Dans \mathcal{R}_s , il faut considérer que la fonction de distribution en énergie des particules est initialement le résultat de la superposition des fonctions de distribution produites par chacune des couches : un exemple de cette distribution, qui a été obtenue numériquement, est représenté dans la Fig. 6.1.

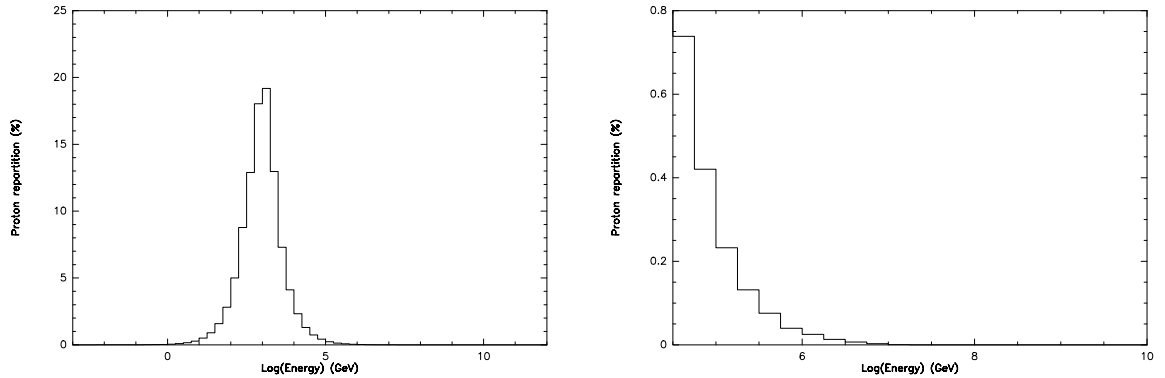


FIG. 6.1 – *Fonction de distribution initiale en énergie engendrée par l'accélération dans les chocs internes et résultant de la superposition des fonctions de distributions produites par chaque couche : à gauche, la distribution est représentée sur toute la gamme d'énergie alors qu'à droite, seule la partie supérieure de la distribution en énergie est représentée. Cette distribution a été obtenue pour un champ magnétique en r_b égal à $10^4 G$: on notera l'énergie de coupure au voisinage de $10^7 GeV$ telle qu'elle est prévue par le calcul de la distribution produite par une seule couche.*

- La vitesse radiale β_r^c définie précédemment est calculée en attribuant initialement un angle d'attaque aléatoire de cosinus égal à μ dont la fonction de distribution est définie par (voir l'annexe C)

$$\rho_0(\mu) = \frac{1}{2\Gamma_k^2 (1 - \beta_k \mu)^2} . \quad (6.15)$$

Comme $\Gamma_k \gg 1$, cette distribution est fortement anisotrope dans \mathcal{R}_s et μ reste donc très proche de 1.

6.3.2 Evolution au cours du temps

On s'intéresse à présent à l'évolution temporelle du processus modélisé : j'ai choisi de faire évoluer le système jusqu'à une distance d'environ $300 r_b$, l'énergie limite de diffusion étant trop basse au-delà pour permettre de produire des RCUE. Aussi, il ne peut y avoir d'interaction entre un front magnétisé et une particule que si l'énergie de la particule est inférieure à l'énergie limite de diffusion locale qui s'écrit (voir le chapitre précédent)

$$\epsilon_{cl} \simeq 10^{20} \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{1-\alpha} eV. \quad (6.16)$$

Le système modélisé évolue alors de la façon suivante :

- La distribution des facteurs de Lorentz attribués aux couches fait que les couches entrent en collision au fur et à mesure du processus. Ayant fait l'hypothèse que les couches sont toutes de masse identique, la couche résultante lors d'une collision supposée totalement inélastique a un facteur de Lorentz égal à $\sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2}$ où Γ_1 et Γ_2 sont les facteurs de Lorentz des deux couches qui collisionnent (voir la section 2.2.2). Au cours de l'expansion, le nombre de couches diminue et cela diminue donc la probabilité pour une particule de rencontrer un front magnétisé même si l'épaisseur et le rayon transversal des fronts varient comme r .
- Pour une couche donnée, la première collision définit l'instant auquel les particules présentes dans cette couche sont libérées suivant la distribution en énergie définie par l'équation (6.14) et peuvent donc interagir avec les autres fronts magnétisés.
- L'interaction entre un front magnétisé et une particule change l'énergie de la particule suivant l'équation (voir la section 4.3)

$$\epsilon_f = \Gamma_k^2 (1 + \beta_k \mu'_2) (1 - \beta_k \mu_1) \epsilon_i , \quad (6.17)$$

où ϵ_f est l'énergie finale de la particule, ϵ_i son énergie initiale et μ'_2 , le cosinus de l'angle d'attaque dans le référentiel du front qui suit une distribution plate.

- Après chaque interaction, un nouvel angle d'attaque est attribué à la particule suivant la distribution définie par l'équation (6.15).

Il faut souligner que deux hypothèses importantes ont été faites :

- La première consiste à supposer que le temps de diffusion angulaire par un front magnétisé relativiste est négligeable devant le temps correspondant au libre parcours moyen des particules entre deux fronts. Le temps, τ_s , de diffusion angulaire est tel que, dans \mathcal{R}_s , on aura : $\tau_s \lesssim r/c\eta^2$ et le temps de libre parcours moyen sera égal à $\Delta t_v/N_c$. Aussi, tant que $r \lesssim 100 r_b$ et pour $N_c < 100$, on peut dire que $\tau_s < \Delta t_v/N_c$.
- La seconde hypothèse est que les pertes synchrotron ont été négligées étant donnée la limitation synchrotron qui a été calculée dans le précédent chapitre.

6.3.3 Résultats et discussion

Les simulations numériques de type Monte-Carlo que j'ai effectuées ont été réalisées en *Fortran* : elles ont fonctionné sur des machines du Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble et ainsi que sur celles de l'Observatoire des Sciences de l'Univers de Grenoble (OSUG) qui sont équipées de multiples processeurs *power3-II* à 375 MHz. Chaque exécution simulant la trajectoire et l'évolution temporelle de l'énergie de 10^5 particules et d'une cinquantaine de fronts magnétisés, le temps de calcul varie de 24 à 72 heures suivant les paramètres choisis. Aussi, pour un jeu donné de paramètres, une vingtaine d'exécutions sont nécessaires pour obtenir des résultats statistiques significatifs sur 2×10^6 particules.

Les résultats montrent qu'une fraction significative de la population initiale de protons injectée au départ atteint la gamme d'énergie des RCUE. Comme on peut le voir sur la Fig. 6.2, la partie haute énergie de la distribution en énergie initiale est modifiée par l'apparition d'une bosse qui se prolonge en formant une population de RCUE. Les résultats obtenus concernant les fractions de RCUE produites pour diverses configurations sont résumés dans le tableau 6.1.

Durée du vent (en s)	Champ magnétique en r_b		
	10^4G	10^5G	10^6G
0.5	5.4×10^{-5}	1.5×10^{-4}	3.6×10^{-4}
1.0	6.3×10^{-5}	1.9×10^{-4}	4.1×10^{-4}
5.0	5.1×10^{-5}	1.8×10^{-4}	4.8×10^{-4}
10.0	2.0×10^{-5}	1.2×10^{-4}	3.2×10^{-4}

TAB. 6.1 – Fraction de RCUE ($> 10^{10}$ GeV) générée par l'accélération de Fermi relativiste sur des fronts magnétisés. Un nombre de couches initialement égal à 50 est considéré et la durée du vent varie de 0.5 s (cas d'un sursaut court) à 10 s (cas d'un sursaut long). Le champ magnétique, considéré ici, décroît comme $r^{-3/2}$.

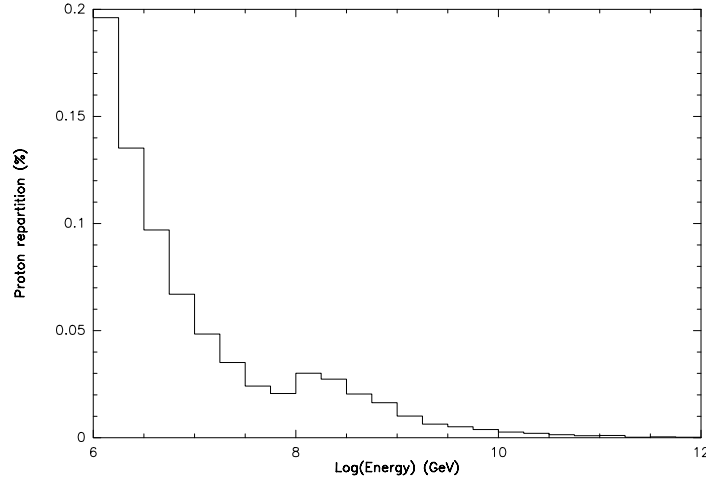


FIG. 6.2 – Fonction de distribution en énergie obtenue après le processus d’accélération par les fronts magnétisés relativistes : une population de RCUE apparaît. Le champ magnétique a été pris ici égal à 10^5 G en r_b , la durée du vent $\Delta t_v = 10$ s et le nombre initial de couches $N_c = 50$.

La simulation numérique a par ailleurs permis de déterminer le nombre d’interactions par protons injectés (voir la Fig. 6.3) : il est apparu qu’une fraction de protons supérieure à 2.0×10^{-3} a subi plus de 10 interactions ce qui correspond environ au nombre nécessaire, calculé dans la section précédente, pour espérer atteindre l’énergie limite de diffusion et donc créer des RCUE. La cinématique des fronts magnétisés et des protons semble donc confirmer la possibilité de multiples interactions.

Pour chaque RCUE produit, la date à laquelle il a atteint ou dépassé l’énergie limite de diffusion a également été enregistrée. La Fig. 6.4 montre que la génération des RCUE a bien lieu avant les $300 r_b$ c’est-à-dire avant que l’énergie limite de diffusion ne soit trop faible². De plus, la date à laquelle les RCUE sont produits est plus précoce dans le cas des sursauts courts que dans celui des sursauts longs. La raison paraît simple : pour un nombre fixé de couches au départ, plus la durée du vent est importante, plus le libre parcours moyen des protons dans le vent est long entre deux fronts magnétisés et les interactions tardives. Pour des sursauts gamma de quelques dizaines de secondes avec un nombre de couches inférieur à la centaine, la possibilité de produire des RCUE est donc beaucoup plus réduite.

Notons enfin que les résultats présentés dans le tableau 6.1 ont été obtenus avec un champ magnétique variant comme $r^{-3/2}$. Pour un champ dont la décroissance est plus

²On peut dire typiquement qu’une fraction importante de la population de RCUE est produite avant la centaine r_b pour des sursauts gamma dont la durée est inférieure à 10 s.

rapide (en r^{-2}), les fractions de RCUE diminuent sensiblement d'un facteur 10 pour des champs magnétiques en r_b supérieurs ou égaux à 10^5 G : une fraction suffisante de RCUE reste néanmoins présente. En revanche, pour un champ magnétique de 10^4 G, la simulation numérique ne permet pas de conclure : l'énergie limite de diffusion descend rapidement en-dessous de la limite permettant de produire des RCUE. Aussi, la conséquence d'un tel champ magnétique est que la fraction de RCUE devient très faible ($< 10^{-6}$).

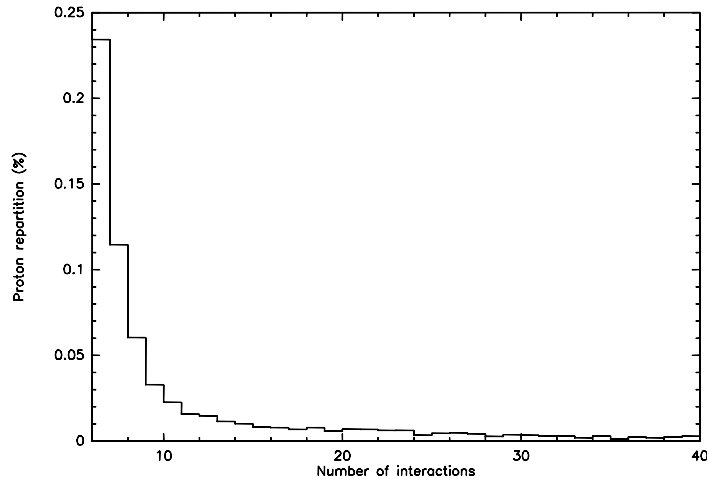


FIG. 6.3 – Répartition de la population de protons en fonction du nombre d'interactions subies durant tout le processus (jusqu'à $300 r_b$) pour un champ magnétique $B(r_b) = 10^4$ G et une durée associée au vent $\Delta t_v = 10$ s : une fraction relativement importante de protons ($> 2.0 \times 10^{-3}$) ont un nombre d'interactions supérieur à 10. Cela est suffisant pour générer des RCUE.

Ces résultats permettent de conclure que la population de rayons cosmiques créée a une énergie qui tend vers l'énergie limite de diffusion locale : l'intégration de la distribution en énergie des rayons cosmiques est donc directement reliée à la loi d'évolution du champ magnétique. Nous savons que pour un champ magnétique qui décroît comme r^{-2} , l'énergie limite de diffusion locale varie comme r^{-1} : en supposant que la population de rayons cosmiques est quasi-uniforme sur toute la longueur du vent de matière alors la densité de rayons cosmiques, n_* , évoluera comme r^{-2} . L'intégration de la fonction de distribution en énergie donnera le nombre de rayons cosmiques par unité d'énergie :

$$\frac{dN_*}{d\epsilon} = \int \delta(\epsilon - \epsilon_{cl}(r)) n_* \Omega r^2 dr \propto \int \delta(\epsilon - \epsilon_{cl}(r)) \frac{d\epsilon_{cl}}{\epsilon_{cl}^2} \propto \epsilon^{-2}. \quad (6.18)$$

Ce spectre en énergie s'étend donc sur plus de quatre décades en énergie entre 10^{16} eV et 10^{20} eV si l'on considère que l'accélération se poursuit jusqu'au rayon de décélération qui

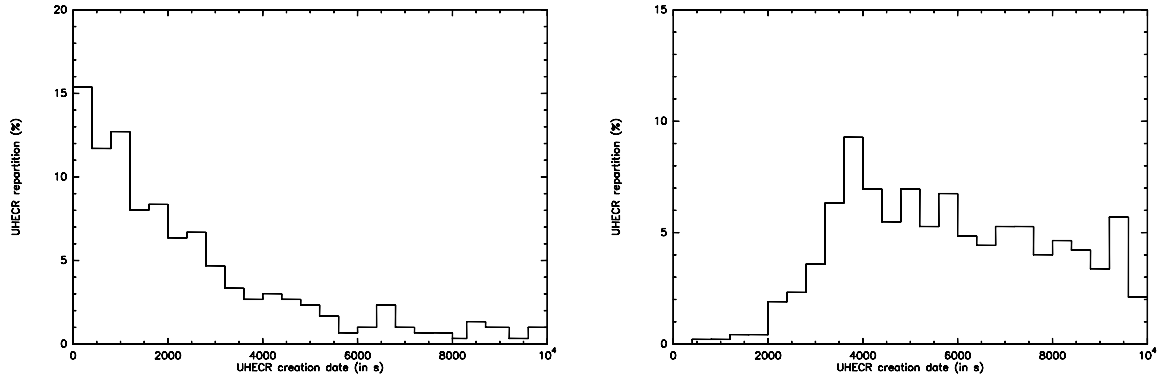


FIG. 6.4 – Répartition de la population de RCUE en fonction de la date à laquelle ils ont été créés : en abscisse, cette date est calculée entre r_b ($t = 0$) et environ $300 r_b$ ($t = 10^4$ s). Le champ magnétique a été fixé à 10^5 G en r_b pour une durée du vent $\Delta t_v = 0.5$ s à gauche et $\Delta t_v = 10$ s à droite.

est de l'ordre de $10^4 r_b$.

Cependant, la population de RCUE produite par la modélisation de ce processus d'accélération reste trop importante : en effet, si une fraction de protons de l'ordre de 10^{-4} est accélérée au-delà de 10^{19} eV, cela veut dire qu'un sursaut gamma produit environ $10^{-4} N_p$ soit $\sim 10^{47}$ rayons cosmiques ultra-énergétiques (le nombre total de protons, N_p , libérés par les sursauts gamma étant de l'ordre de 10^{51}). L'énergie injectée dans cette population serait donc supérieure à quelques 10^{54} ergs ce qui est beaucoup plus que l'énergie totale qui est supposée être libérée ($E \simeq 10^{51}$ ergs). Ce problème vient du fait que la modélisation numérique ne prend pas en compte la déplétion de l'énergie magnétique engendrée par l'accélération des rayons cosmiques : la prise en compte de cet effet nécessite de pouvoir déterminer à chaque instant (ou *pas de temps* dans le code numérique) la quantité d'énergie magnétique, présente dans chaque front magnétisé, qui est disponible pour l'accélération. Si l'on voulait faire cela, le temps de calcul deviendrait alors beaucoup plus grand (trop !) et la mémoire informatique disponible malheureusement insuffisante...

L'hypothèse *raisonnable* qui peut être faite concernant la production des RCUE suivant le processus d'accélération par les fronts magnétisés relativistes consiste à dire que le spectre en énergie qui est produit prolonge le spectre que l'on a obtenu suite à l'accélération dans les chocs internes (Gialis & Pelletier 2004a) : le spectre en énergie pour l'ensemble de la population de protons relativistes s'écrit ainsi

$$\frac{dN_\star}{d\gamma} \simeq N_p \gamma^{-2}, \quad (6.19)$$

pour $\gamma \in [1, 10^9]$ est le facteur de Lorentz des protons³ dans le référentiel comobile \mathcal{R}_c .

³Dans le référentiel stationnaire \mathcal{R}_s , l'énergie des protons, mesurée dans \mathcal{R}_c , doit être multipliée par

Le nombre de RCUE générés par sursaut gamma serait alors de l'ordre de 10^{43} ce qui représente un peu plus de 10 % de l'énergie totale libérée. Une fraction de l'énergie injectée dans les RCUE sera rayonnée, comme nous le verrons dans la prochaine section, sous forme d'émission synchrotron de haute énergie.

Plusieurs auteurs (voir, par exemple, van Putten & Regimbau (2003) ou Frail et al. (2001b)) ont par ailleurs évalué le taux réel⁴ d'occurrence des sursauts gamma dans l'Univers comme étant de l'ordre de 1 par $10^6 \text{ Mpc}^{-3} \text{ an}^{-1}$. C'est ce taux réel de sursauts gamma qu'il faut considérer pour estimer le nombre de rayons cosmiques produits qui peuvent être observés : en effet, contrairement aux photons issus des sursauts gamma, les RCUE sont diffusés ou déviés par le champ magnétique galactique ($\sim 1 \mu\text{G}$) et intergalactique ($\sim 1 \text{ nG}$) et peuvent donc provenir de sursauts gamma qui ne pointent pas directement vers la Terre. Par exemple, le rayon de Larmor d'un rayon cosmique ayant une énergie de 10^{19} eV ne sera que d'environ 10 Mpc pour un champ magnétique de 1 nG (voir l'annexe B) : si l'on tient compte d'éventuelles grandes structures magnétiques mises en évidence dans l'Univers local, ce rayon peut être encore plus faible. L'hypothèse d'une population de RCUE quasi-isotropisée est donc envisageable. Evaluons alors la contribution des sursauts gamma à cette population : à l'intérieur de ce que nous avons appelé la sphère GZK (voir le chapitre 3) dont le volume est $\sim 1 \text{ Gpc}^3$, le nombre de RCUE produits par les sursauts gamma serait donc de 10^{46} par an. On pourra donc observer $10^{46}/4\pi(1 \text{ Gpc})^2 \sim 1$ RCUE par km^2 et par an : il est intéressant de noter que ce flux est justement celui observé autour de la région de la *cheville* dans le spectre en énergie des rayons cosmiques⁵. Cependant, il nous faut rester prudent : une étude plus précise du flux de RCUE que l'on pourrait observer nécessiterait de prendre en compte les caractéristiques non seulement locales mais également à grande échelle du champ magnétique (voir, par exemple, Lemoine (2003), Bertone et al. (2002) ou Sigl et al. (1999)).

le facteur de Lorentz moyen du vent de matière. L'énergie des protons accélérés est donc multipliée par un facteur supérieur à 100 dans \mathcal{R}_s et dans \mathcal{R} .

⁴c'est-à-dire (par opposition au taux qui est observé) divisé par l'angle solide de collimation Ω qui vaut environ $4\pi/500$.

⁵Remarquons qu'il est nécessaire de considérer l'intérieur de la sphère GZK uniquement pour les RCUE dont l'énergie est supérieure à l'énergie seuil de l'effet GZK c'est-à-dire autour de $5 \times 10^{19} \text{ eV}$. Le flux total de RCUE, qui commence dès 10^{19} eV , est donc légèrement sous-estimé avec l'hypothèse d'un effet GZK se produisant sur l'ensemble de la population des RCUE.

6.4 Emission à haute énergie des RCUE

J'ai montré, dans les deux précédentes sections, que les rayons cosmiques peuvent être efficacement accélérés si l'on considère un processus d'accélération de Fermi relativiste, via les fronts magnétisés, durant la phase des chocs internes. Pour cela, nous avons vu que seules deux conditions sont nécessaires ; la première, relative à l'énergie limite de diffusion, est que le champ magnétique doit être suffisamment élevé, c'est-à-dire $\geq 10^4$ G (en r_b) lorsque B décroît moins vite que r^{-2} et $\geq 10^5$ G lorsque $B \propto r^{-2}$. La seconde condition, liée au nombre possible d'interactions, est qu'il faut un nombre de couches supérieur à la dizaine pour espérer atteindre un gain en énergie suffisant.

J'analyse ici quelles sont les conséquences de la génération, qui semble désormais possible, d'une population de RCUE sur l'émission à haute énergie. Pour cela, **je me place dans la situation où $B(r_b) \geq 10^5$ G et $B \propto r^{-2}$** , et je m'intéresse uniquement à l'émission synchrotron produite par les protons (ou RCUE) dont le facteur de Lorentz est compris entre 10^8 et 10^9 dans \mathcal{R}_c (puisque, rappelons-le, leur énergie, mesurée dans \mathcal{R}_c , doit être multipliée par le facteur de Lorentz du vent dans \mathcal{R}_s).

Le spectre en énergie des RCUE, tel que je l'ai écrit dans l'équation (6.19), conduit à une émission synchrotron dont le spectre est

$$S_{uhocr}(\nu) \propto \nu^{-2}. \quad (6.20)$$

Par ailleurs, dans \mathcal{R}_c , l'émission synchrotron produite par un RCUE, d'énergie $\epsilon = \gamma m_p c^2$, est maximale à la fréquence ν_{syn}^{uhocr} telle que

$$\epsilon_{syn}^p = h \nu_{syn}^{uhocr} \simeq 10 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 \text{ G}} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{-2} \left(\frac{\gamma}{10^8} \right)^2 \text{ GeV}. \quad (6.21)$$

L'étude précédente, sur le processus d'accélération, nous a permis de montrer que la production des RCUE est en grande partie achevée à une distance de l'ordre de quelques dizaines à une centaine de r_b , l'abaissement de l'énergie limite de diffusion arrêtant progressivement le processus d'accélération. Cette distance, notée r_{cr} , qui est comprise entre $50 r_b$ et $100 r_b$ (pour $\Delta t_v < 10$ s) et à partir de laquelle on peut considérer que la population de RCUE est formée, permet de déterminer dans quelle gamme d'énergie est émise l'émission synchrotron : d'après l'équation (6.21), les photons synchrotron auront une énergie comprise entre 1 MeV et 400 MeV (pour $r = r_{cr} \simeq 100 r_b$) dans \mathcal{R}_c . Cependant, ces derniers subiront-ils un processus de création de paires avec une population beaucoup plus importante de photons, que nous avons vue dans le précédent chapitre, qui est celle produite par le rayonnement synchrotron des électrons accélérés ? Nous distinguerons, dès lors, une population de photons synchrotron d'origine hadronique (produite par les RCUE) et une d'origine électronique. Mais, tout d'abord, rappelons quelques résultats.

Le champ magnétique que nous avons choisi ici ($\propto r^{-2}$) limite l'énergie, ϵ_b , des électrons

accélérés de la façon suivante (avec les notations du précédent chapitre) :

$$\epsilon_b \simeq 36.6 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right)^{-5/4} \left(\frac{r}{r_b} \right)^2 MeV, \quad (6.22)$$

lorsque $r \leq r_c$ et,

$$\epsilon_b \simeq 1.2 \times 10^8 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{-1} MeV, \quad (6.23)$$

lorsque $r > r_c$. La distance, r_c , de transition entre les deux limitations en énergie est, quant à elle, définie par

$$r_c \simeq 148 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right)^{3/4} r_b. \quad (6.24)$$

En supposant que $r_{cr} \simeq 100 r_b$, on a donc $r_{cr} < r_c$. Enfin, les photons synchrotron électroniques auront une énergie égale à

$$\epsilon_{syn}^e \simeq 7.0 \times 10^{-3} \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{-2} \left(\frac{\epsilon_b}{1 MeV} \right)^2 eV. \quad (6.25)$$

Cette énergie atteint son maximum en r_c où elle est égale à environ 200 keV.

Revenons, à présent, au processus de création de paires entre les deux types de photons synchrotron. Celui-ci a lieu lorsque $\epsilon_{syn}^p \epsilon_{syn}^e > 2 (m_e c^2)^2$ soit $\simeq 5.2 \times 10^5 (keV)^2$. D'après les équations (6.21) et (6.25), ce produit s'écrit

$$\epsilon_{syn}^p \epsilon_{syn}^e \simeq 70 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right)^2 \left(\frac{r}{r_b} \right)^{-4} \left(\frac{\epsilon_b}{1 MeV} \right)^2 \left(\frac{\gamma}{10^8} \right)^2 (keV)^2. \quad (6.26)$$

On peut alors déterminer le facteur de Lorentz seuil, γ_s , au-delà duquel les photons synchrotron hadroniques subissent un processus de création de paires. L'équation précédente et les limitations en énergie pour les électrons impliquent ;

$$\gamma_s = \begin{cases} 2.3 \times 10^8 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right)^{1/4} & \text{pour } r_{cr} \leq r \leq r_c, \\ 2.3 \times 10^8 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right)^{-2} \left(\frac{r}{r_c} \right)^3 & \text{pour } r > r_c. \end{cases} \quad (6.27)$$

Les photons synchrotron produits par des RCUE, dont le facteur de Lorentz est compris entre 10^8 et γ_s , ne subissent donc jamais de processus de création de paire : étant donnée la distribution en énergie des RCUE ($\propto \epsilon^{-2}$), la plus grande partie de l'énergie sera émise sous forme de rayonnement synchrotron dans des photons dont l'énergie est comprise entre

$$\epsilon_{syn}^p(\gamma = 10^8) \simeq 1.0 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right) \left(\frac{r}{r_{cr}} \right)^{-2} MeV, \quad (6.28)$$

et,

$$\epsilon_{syn}^p(\gamma_s) \simeq 5.4 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right)^{3/2} \left(\frac{r}{r_{cr}} \right)^{-2} MeV, \quad (6.29)$$

avec $r_{cr} \simeq 100 r_b$ et pour $r_{cr} \leq r \leq r_c$. Au-delà de r_c , l'énergie de coupure pour les photons synchrotron hadroniques devient

$$\epsilon_{syn}^p(\gamma_s) \simeq 2.5 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right)^{-9/2} \left(\frac{r}{r_c} \right)^4 \text{ MeV}. \quad (6.30)$$

Pour un observateur de \mathcal{R} , les photons synchrotron émis par les protons auront donc une énergie comprise entre quelques centaines de MeV et une dizaine de GeV. Il est important de remarquer que si r_{cr} était supérieur à $225 r_b$ alors, $\epsilon_{syn}^p(\gamma = 10^8) < 200 \text{ keV}$ et l'émission produite par les protons serait dans la même gamme d'énergie que celle produite par les électrons : elle resterait donc inobservable.

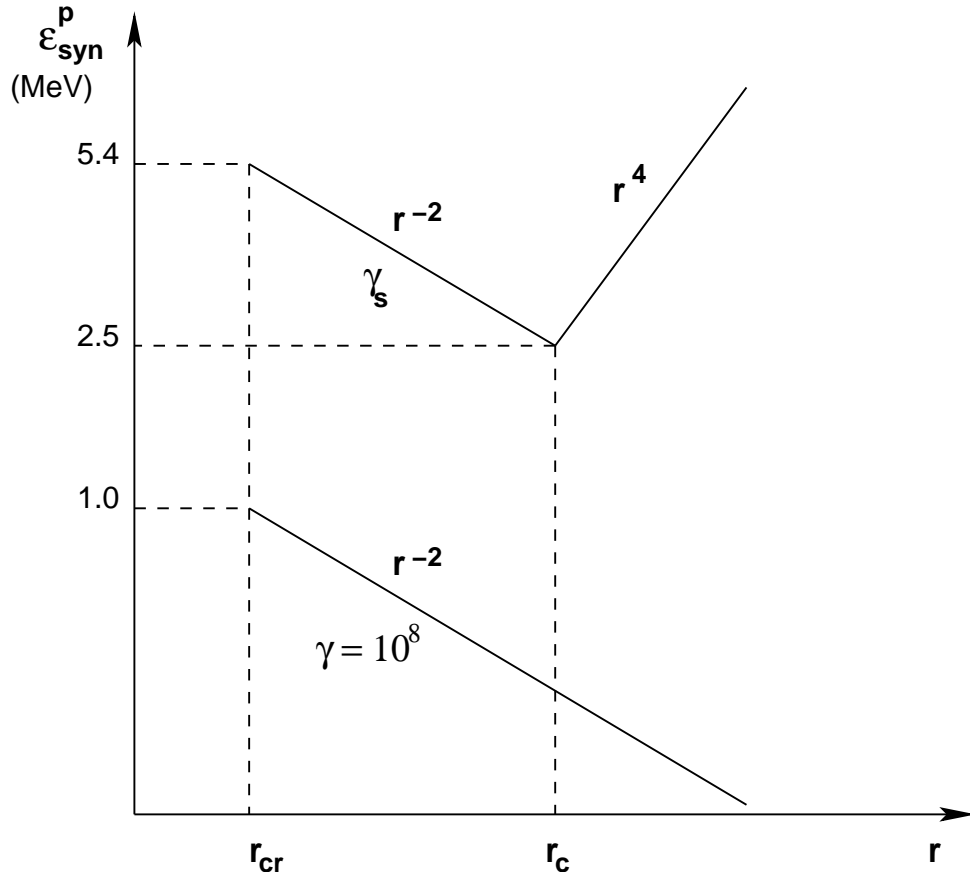


FIG. 6.5 – Evolution de l'énergie, dans \mathcal{R}_c , des photons synchrotron produits par les RCUE, pour un champ magnétique de 10^5 G en r_b . La courbe du haut est obtenue pour $\gamma = \gamma_s$, ce dernier variant comme r^{-3} à partir de r_c : elle représente l'énergie maximale des photons qui ne subissent pas de création de paires. La courbe du bas, obtenue avec $\gamma = 10^8$, constitue la limite inférieure de la gamme d'énergie des photons synchrotron hadroniques.

Je vais, à présent, essayer de déterminer l'énergie totale qui est émise dans le rayonnement synchrotron des RCUE : pour un spectre en énergie de protons relativistes ($\gamma_0 > 1$) qui varie comme ϵ^{-2} (voir section 6.3.3) et en considérant un flux uniforme de durée Δt_v , l'énergie injectée dans la population de protons relativistes est

$$E_\star = \Gamma m_p c^3 \Omega r^2 \int_{\gamma_0}^{\gamma_{max}} \rho(\gamma) \gamma d\gamma \Delta t_v, \quad (6.31)$$

avec $\rho(\gamma) = n_\star \gamma_0 \gamma^{-2}$ de γ_0 à $\gamma_{max} \simeq 10^9$ et le nombre de rayons cosmiques dont le facteur de Lorentz est supérieur à γ_0 , $N_\star = n_\star(r_b) \Omega r_b^2 c \Delta t_v$. On obtient facilement

$$E_\star = \Gamma m_p c^2 N_\star \gamma_0 \ln \left(\frac{\gamma_{max}}{\gamma_0} \right). \quad (6.32)$$

On peut comparer cette énergie à l'énergie totale du sursaut gamma, E , puisque l'énergie totale injectée dans les protons, $E_p = E_\star(\gamma_0 = 1)$, est une fraction appréciable de E : on a alors

$$\frac{E_\star}{E} \sim 1 - \frac{\ln \gamma_0}{\ln \gamma_{max}}, \quad (6.33)$$

avec $N_p \simeq \gamma_0 N_\star$. L'énergie injectée dans la population de RCUE est obtenue avec $\gamma_0 = 10^8$ et elle est telle que $E_{uhecr}/E \simeq 10^{-1}$. Au-delà de r_{cr} , chaque proton émet une énergie totale, observée dans \mathcal{R} , qui est

$$e_p^{syn}(\gamma) = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^2 \sigma_T \Gamma c \gamma^2 \int_{r_{cr}}^{r_d} \frac{B(r)^2}{8\pi} dt, \quad (6.34)$$

ce qui peut se réécrire

$$e_p^{syn}(\gamma) \simeq 9.6 \times 10^7 \left(\frac{\eta}{300} \right)^3 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right)^2 \left(\frac{\gamma}{10^8} \right)^2 \left(\frac{r_b}{r_{cr}} \right)^3 \text{ ergs}. \quad (6.35)$$

D'après le spectre en énergie des RCUE, l'émission synchrotron produite aura donc une énergie totale

$$E_{uhecr}^{syn} \simeq \int_{10^8}^{10^9} N_p e_p^{syn}(\gamma) \gamma^{-2} d\gamma. \quad (6.36)$$

Comme $N_p \simeq E/(\eta m_p c^2)$, on obtient :

$$\frac{E_{uhecr}^{syn}}{E} \simeq 19.0 \left(\frac{\eta}{300} \right)^2 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right)^2 \left(\frac{r_b}{r_{cr}} \right)^3. \quad (6.37)$$

Pour $r_{cr} = 50-100 r_b$, ce rapport est donc compris entre 10^{-5} et 10^{-4} : on déduit que le nombre de photons observables pour un sursaut gamma situé à 1 Gpc et pointant en direction de l'observateur de \mathcal{R} est compris entre 10^{-3} et 10^{-5} cm^{-2} . Quelques photons dont l'énergie est de l'ordre du GeV pourrait être détectés par un instrument comme GLAST dont la surface effective de détection est d'environ 10^4 cm^2 . Cette émission constituerait

une signature remarquable de la présence de RCUE au sein des sursauts gamma. Pour conclure, remarquons que la production de RCUE ne change que très peu l'émission des neutrinos de haute énergie issus la photo-production de pions que nous avons déterminée dans la section 5.3.3 : l'énergie injectée dans les neutrinos varie en effet comme le logarithme de γ_{max} qui est le facteur de Lorentz maximal de la population de rayons cosmiques (ici, $\gamma_{max} \sim 10^{11}$ dans \mathcal{R}).

Conclusion et perspectives

Depuis une dizaine d'années, les progrès observationnels et théoriques concernant l'étude des sursauts gamma ont permis de montrer que ces derniers s'inscrivaient parmi les objets les plus énergétiques de l'Univers, offrant ainsi un environnement physique idéal quant aux phénomènes de haute énergie comme, par exemple, l'accélération de particules, l'émission de rayonnement gamma ou encore la production de neutrinos. L'étude de la génération de rayons cosmiques ultra-énergétiques (RCUE) dans les sursauts gamma étaient donc tout à fait justifiée et c'est cette voie que j'ai essayée d'explorer dans cette thèse : elle s'inscrit dans une problématique générale, de production et de transport des RCUE, qui demeure encore une énigme non résolue pour l'astrophysique moderne pour les raisons que nous avons évoquées.

La possibilité d'accélérer des rayons cosmiques dans les sursauts gamma, durant la phase des chocs internes, a été envisagée dès 1995 : le mécanisme d'accélération proposé était celui d'un processus de Fermi non-relativiste, au sein des chocs internes, qui utilise un régime diffusif empirique connu sous le nom de régime de Bohm. **Les calculs que nous avons alors effectués ont montré que ce mécanisme d'accélération, bien qu'efficace, aboutit à une contradiction flagrante, vis-à-vis du modèle standard et des observations qui lui sont liées, en ce qui concerne la déplétion de l'énergie magnétique disponible. Cette dernière est entièrement dissipée sur une échelle de temps très inférieure à la durée des chocs internes.** En outre, le régime diffusif de Bohm n'est, en aucune manière, justifié par des arguments théoriques et son utilisation ne relève pas des conditions astrophysiques qui peuvent être rencontrées dans les sursauts gamma.

Pour cette raison, nous avons introduit un régime diffusif associé à une turbulence de type Kolmogorov. Ce régime diffusif, appuyé par des travaux théoriques récents, nous a permis de montrer les résultats suivants, concernant l'accélération des protons :

- **Le processus d'accélération de Fermi non-relativiste dans les chocs internes est incapable de produire des RCUE étant donnée la limitation en énergie imposée par l'expansion du milieu accélérateur au cours du temps.** Le régime diffusif de type Kolmogorov implique, en outre, une déplétion de l'énergie magnétique sur une échelle de temps *raisonnable* qui dépasse la durée de la phase des

chocs internes et reste donc compatible avec le modèle standard.

- Deux types d'émissions observables peuvent être attendues sous certaines conditions initiales : **1 - une émission de neutrinos, issus des interactions proton-proton, dans une bande d'énergie allant de 5 GeV à 150 GeV pour l'observateur terrestre; 2 - une émission de photons, issus de la désintégration de mésons neutres π^0 produits par les interactions proton-proton, qui pourrait être observés autour de 20 GeV.**

L'accélération des électrons dans les chocs internes a également été étudiée dans le cadre d'une turbulence de type Kolmogorov. Nous sommes arrivés aux conclusions suivantes :

- La phase des chocs internes se décompose en deux parties : ce sont, tout d'abord, les pertes par rayonnement synchrotron qui constituent la principale limitation au processus d'accélération des électrons. Puis, c'est la limitation due à l'expansion du milieu accélérateur qui contraint l'énergie des électrons. Ces limitations, beaucoup plus fortes que dans le cas d'un régime diffusif de Bohm, sont plus en accord avec les émissions promptes qui sont observées autour de la centaine de keV.

- L'émission synchrotron produite par les électrons accélérés suit un spectre en fréquence qui varie comme ν^{-1} , pour une énergie associée allant de quelques dizaines de keV à quelques dizaines de MeV, la borne supérieure constituant une énergie de coupure qui a pu être déterminée. Cette émission a été envisagée comme étant à l'origine de la partie haute du spectre en énergie de l'émission prompte.

Enfin, le problème de la génération de RCUE, dans les sursauts gamma, a été repris en faisant l'hypothèse d'un processus d'accélération de Fermi relativiste. Dans celui-ci, nous avançons l'idée que les couches de matière constituent autant de fronts magnétisés capables de diffuser et d'accélérer les rayons cosmiques. Ce mécanisme viendrait facilement compléter le processus d'accélération dans les chocs internes que nous avons vu précédemment. Par une approche analytique et numérique, nous avons alors montré plusieurs résultats quant à ce processus d'accélération :

- Pour un champ magnétique supérieur ou égal à 10^5 G au début de la phase des chocs internes, ce processus permet de produire efficacement des RCUE.

- Le processus implique la formation d'un spectre en énergie des RCUE qui varie en ϵ^{-2} jusqu'à 10^{20} eV, pour un champ magnétique qui décroît comme r^{-2} .

- La prolongation du spectre obtenu par le mécanisme de Fermi non-relativiste semble naturelle jusqu'à 10^{20} eV grâce à ce nouveau processus. Cela pourrait permettre de rendre compte du flux de RCUE observé au niveau de la Terre.

- Une émission synchrotron associée aux RCUE, dans une gamme d'énergie allant de quelques centaines de MeV à une dizaine de GeV, pourrait être observée, dans certains cas favorables, via des nouveaux instruments tels que *GLAST*.

Si les sursauts gamma s'avèrent tout à fait capables, dans un tel scénario, de générer un nombre important de RCUE, il n'en demeure pas moins que les futures observations à haute énergie apporteront, sans aucun doute, de nouveaux éléments de réponse. Notamment, le modèle standard de la boule de feu ne semble pas faire de différence entre les deux classes d'objets que sont les sursauts gamma courts et les sursauts gamma longs. Ces classes sont-elles profondément différentes, comme pourraient le laisser penser les observations actuelles et les scénarii de formation ? Si oui, comment le modèle standard pourra-t-il s'appliquer ? Sera-il valable pour les deux classes ? Un nouveau modèle de type électromagnétique, c'est-à-dire dont le vent est dominé par un flux de Poynting, sera-t-il nécessaire pour répondre à ces questions ? Des travaux récents sur ce sujet sont en cours ; mais alors, comment envisager l'accélération des rayons cosmiques dans ce nouveau type de modèle ? Seule une étude plus approfondie des conditions de formation de l'objet central et du flux d'énergie qu'il est capable de libérer, sous la forme d'un jet électromagnétique ou non, pourra permettre de conclure définitivement quant à la nature des sursauts gamma.

Troisième partie

ANNEXES

Annexe A

Transformation relativiste des observables dans les Sursauts Gamma

Le vent de matière dans un sursaut gamma est en expansion relativiste par rapport au référentiel stationnaire lié à l'objet central, mais également par rapport au référentiel lié à un observateur terrestre : cela n'est pas sans conséquence sur l'étude des sursauts gamma qui nécessite, notamment, de prendre en compte divers effets relativistes lorsque l'on s'intéresse aux différentes quantités physiques observables. Dans cette annexe, je détaillerai donc, pour plusieurs observables, les effets relativistes que l'on doit considérer. Ils nous permettront, par exemple, de montrer pourquoi les seuls sursauts gamma observables sont ceux dont l'expansion du vent se fait en direction de l'observateur.

Je reprends ici les notations introduites dans la section 2.2.2 en ce qui concerne les différents référentiels (stationnaire, co-mobile et de l'observateur) que nous avons utilisés dans l'étude théorique des sursauts gamma. Je n'introduirai pas, par ailleurs, de correction due à l'expansion de l'Univers qui ne doit pas être négligée si l'on s'intéresse à des sursauts gamma ayant un *redshift* de plusieurs unités.

A.1 Cinématique relativiste

A.1.1 Transformation de Lorentz

Je rappelle brièvement la définition de la transformation de Lorentz : celle-ci est une transformation linéaire entre deux systèmes de coordonnées associés à deux référentiels galiléens différents. On se place dans le cadre théorique de la relativité restreinte, c'est-à-dire celui dans lequel on considère un espace-temps local à courbure nulle (voir l'annexe D). Pour les sursauts gamma, l'hypothèse d'un espace-temps plat et la définition d'un référentiel comobile galiléen (\mathcal{R}_c) est valable uniquement au-delà du rayon de saturation r_s , c'est-à-dire lorsque la distance à l'objet central est très supérieure à son rayon de Schwarzschild et que la phase initiale d'accélération est achevée.

Supposons que le référentiel comobile \mathcal{R}_c soit en translation uniforme à la vitesse v par rapport au référentiel stationnaire \mathcal{R}_s suivant un axe (Ox) , le point O représentant la singularité centrale. La distance (ou intervalle), ds , séparant deux point X et $X + dX$ de l'espace-temps, est définie, dans \mathcal{R}_s , par

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (\text{A.1})$$

si l'on choisit un système de coordonnées cartésiennes. Cette distance est invariante par changement de référentiel galiléen. Dans \mathcal{R}_c , on a

$$ds'^2 = ds^2 = c^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2, \quad (\text{A.2})$$

et la transformation de Lorentz s'exprime par les relations suivantes :

$$c dt' = \Gamma (c dt - \beta dx), \quad (\text{A.3})$$

$$dx' = \Gamma (dx - c \beta dt), \quad (\text{A.4})$$

$$dy' = dy, \quad (\text{A.5})$$

$$dz' = dz, \quad (\text{A.6})$$

où $\beta = v/c$ et $\Gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. On retrouve, bien sûr, une transformation classique de Galilée lorsque $v \ll c$. Les facteurs de Lorentz très élevés que l'on rencontre dans les vents de matière des sursauts gamma obligent, quant à eux, à tenir compte de la transformation de Lorentz. Les conséquences sont alors très importantes.

A.1.2 Durée séparant deux événements

On s'intéresse ici à l'intervalle de temps séparant deux émissions de photons issus d'une source en mouvement qui sera dans notre cas le vent de matière d'un sursaut gamma. Ce dernier aura un facteur de Lorentz égal à Γ dans \mathcal{R}_s et dans \mathcal{R} .

Sur la Fig. A.1, il apparaît clairement que le photon 2 doit parcourir un chemin plus court que le photon 1 pour arriver au niveau de l'observateur. Supposons que dans le référentiel \mathcal{R}_s , la durée séparant les deux événements est Δt . Alors la différence de marche entre les deux photons sera simplement

$$ddm = \beta_c c \cos \theta \Delta t, \quad (\text{A.7})$$

et la durée mesurée par l'observateur s'écrira

$$\Delta t_{obs} = (1 - \beta_c \cos \theta) \Delta t. \quad (\text{A.8})$$

Cette transformation est uniquement due à la géométrie de la source émettrice ou, plus exactement, à la configuration de la source par rapport à un observateur.

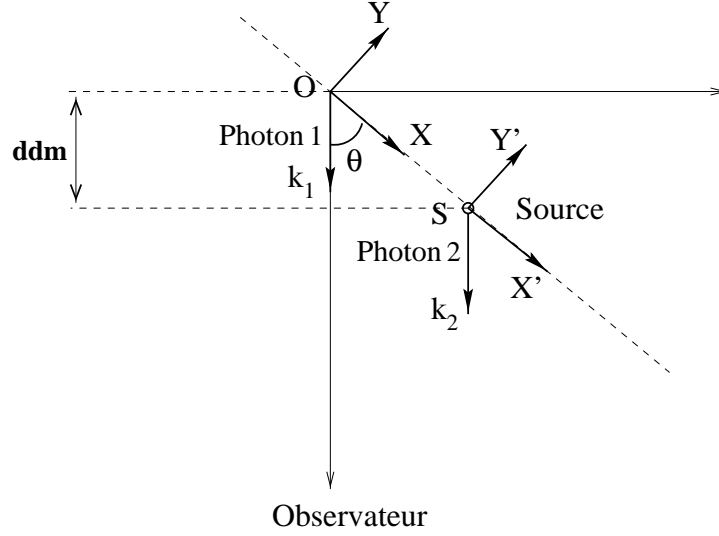


FIG. A.1 – Intervalle de temps séparant deux photons émis.

Dans le référentiel comobile \mathcal{R}_c , le même intervalle de temps entre les deux émissions sera tel que, suivant une transformation de Lorentz,

$$\Delta t_c = \Delta t / \Gamma .$$

La relation entre la durée observée dans \mathcal{R} et la durée dans \mathcal{R}_c est donc finalement

$$\Delta t_{obs} = \Gamma (1 - \beta_c \cos \theta) \Delta t_c .$$

Pour un angle θ inférieur à $1/\Gamma$ avec $\Gamma \gg 1$, on obtient

$$\Delta t_{obs} \simeq \Delta t_c / 2\Gamma ,$$

que l'on peut exprimer aussi par $\Delta t_{obs} \simeq \Delta t / 2\Gamma^2$.

Enfin, l'émission étant focalisée à l'intérieur d'un angle $1/\Gamma$ (voir la section A.2.2), on déduit la relation suivante

$$\Gamma \Delta t_{obs} \leq \Delta t_c \leq 2\Gamma \Delta t_{obs} .$$

A.1.3 Étalement temporel dû à la géométrie de la source

Les pulses lumineux quasi-instantanés qui peuvent être produits lors des chocs internes et qui expliqueraient les variabilités présentes dans les courbes de lumière sont observés sur des durées étalées dans le référentiel \mathcal{R} . Il s'agit là encore d'un effet géométrique amplifié par le mouvement relativiste de la source émettrice.

Considérons deux photons qui sont émis à la même énergie ϵ_c dans \mathcal{R}_c et à la même distance r de l'objet central mais à deux endroits différents du vent de matière (voir la Fig. A.2). On appelle θ l'angle entre les deux directions d'expansion de la matière aux endroits où sont émis les photons et on suppose, par ailleurs, que le premier photon provient de la matière en mouvement suivant la ligne de visée de l'observateur.

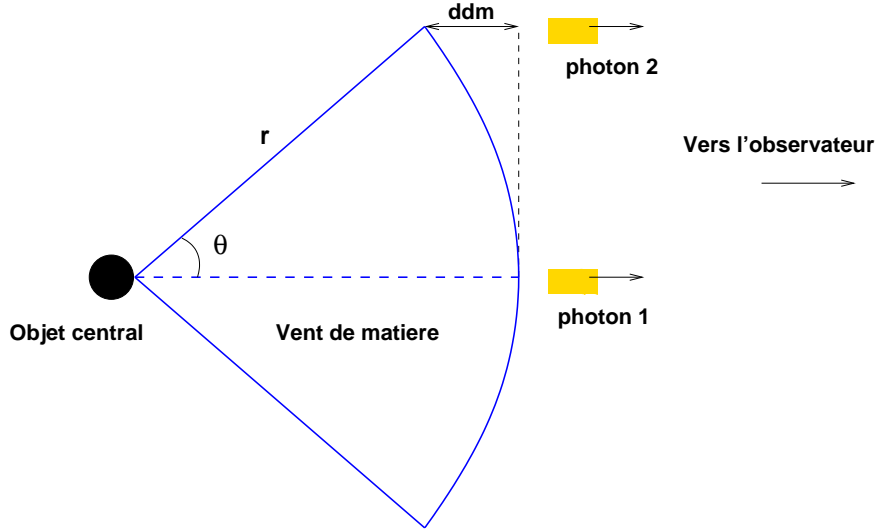


FIG. A.2 – *Retard entre deux photons émis à la même distance de la source mais en deux endroits différents du vent de matière.*

La différence de marche entre les deux photons, notée ddm , va s'écrire

$$ddm = r - r \cos \theta = r (1 - \cos \theta). \quad (\text{A.9})$$

Elle se traduit par un retard du second photon par rapport au premier lors de la réception par l'observateur de \mathcal{R} qui est

$$\Delta t_{obs} = \frac{r (1 - \cos \theta)}{c}. \quad (\text{A.10})$$

Pour un petit angle de l'ordre de $1/\Gamma$, on a

$$\cos \theta \simeq 1 - \frac{1}{2\Gamma^2}, \quad (\text{A.11})$$

donc le retard devient

$$\Delta t_{obs} = \frac{r}{2\Gamma^2 c}. \quad (\text{A.12})$$

Ainsi, non seulement les deux photons ne seront pas reçus à la même énergie (voir la section A.2.1) mais en plus, ils n'arriveront pas au même instant dans le référentiel de l'observateur. Un pulse lumineux se produisant dans le vent de matière paraît donc étalé dans le référentiel d'un observateur de \mathcal{R} .

A.2 Photons et relativité

A.2.1 Effet Doppler pour l'observateur

Un photon émis par un éjecta de matière à une énergie ϵ_c dans \mathcal{R}_c sera reçu par l'observateur de \mathcal{R} à une énergie ϵ telle que

$$\epsilon_c = \frac{1}{\delta} \epsilon, \quad (\text{A.13})$$

où δ est appelé *facteur Doppler* et s'écrit

$$\delta = \frac{1}{\Gamma (1 - \beta_c \cos \theta)}, \quad (\text{A.14})$$

avec θ l'angle entre le vecteur vitesse de la matière émettrice et la ligne de visée de l'observateur.

Preuve

Un photon émis par la source aura un quadrivecteur d'onde $(\frac{\omega_c}{c}, \vec{k}_c)$ dans le référentiel \mathcal{R}_c et $(\frac{\omega}{c}, \vec{k})$ dans le référentiel \mathcal{R} . Par transformation de Lorentz, on aura

$$\begin{pmatrix} \frac{\omega'}{c} \\ k_{cX} \\ k_{cY} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma & -\beta_c \Gamma & 0 \\ -\beta_c \Gamma & \Gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\omega}{c} \\ k_X \\ k_Y \end{pmatrix}, \quad (\text{A.15})$$

en décomposant \vec{k} et \vec{k}_c respectivement dans les repères (OXY) lié à l'observateur et $(SX'Y')$ lié à la source (voir la Fig. A.3). On déduit

$$\frac{\omega_c}{c} = \Gamma \frac{\omega}{c} - \beta_c \Gamma k_X. \quad (\text{A.16})$$

Or, avec $|\vec{k}| = k$ et $k = \frac{\omega}{c}$, on a

$$k_X = k \cos \theta = \frac{\omega}{c} \cos \theta. \quad (\text{A.17})$$

Ainsi, on trouve

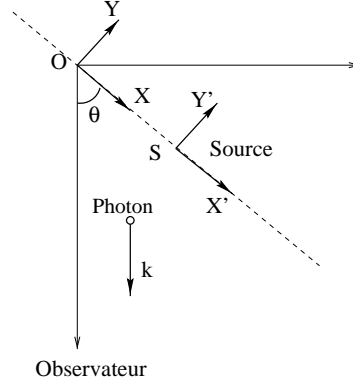
$$\omega_c = \Gamma (1 - \beta_c \cos \theta) \omega, \quad (\text{A.18})$$

et

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta_c + \beta_c}{1 + \beta_c \cos \theta_c}. \quad (\text{A.19})$$

On peut donc écrire

$$\omega_c = \frac{1}{\delta} \omega, \quad (\text{A.20})$$

FIG. A.3 – *Photon reçu d'une source en mouvement.*

et l'on trouve le résultat de l'équation (A.13).

Conséquences

Un photon d'énergie ϵ_c , produit par de la matière se déplaçant sur la ligne de visée de l'observateur ($\theta = 0$) avec un facteur de Lorentz Γ tel que $\Gamma \gg 1$, sera reçu avec une énergie ϵ qui s'écrit

$$\epsilon = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta_c)} \epsilon_c. \quad (\text{A.21})$$

Comme $\beta_c \simeq 1 - 1/2\Gamma^2$, on aura

$$\epsilon \simeq 2\Gamma \epsilon_c. \quad (\text{A.22})$$

L'énergie du photon est donc amplifiée d'un facteur 2Γ pour l'observateur.

De la même manière, on peut considérer que la température de rayonnement du vent de matière (voir la section 2.2.3) mesurée dans \mathcal{R} est multipliée par un facteur de l'ordre de Γ en prenant en compte le fait que l'émission est focalisée dans un angle proche de $1/\Gamma$ comme cela est démontré dans la section suivante.

A.2.2 Intensité lumineuse d'une source en mouvement

La transformation relativiste de l'énergie des photons reçus d'une source en mouvement n'est pas sans modifier l'intensité lumineuse de cette dernière.

Soit un nombre δN de photons occupant le volume mésoscopique $d\vec{x} \wedge d\vec{p}$ dans \mathcal{R} . Celui-ci s'écrit

$$\delta N = f(\vec{x}, \vec{p}) d\vec{x} \wedge d\vec{p}, \quad (\text{A.23})$$

où $f(\vec{x}, \vec{p})$ est la densité dans l'espace des phases. De même, dans \mathcal{R}_c , on aura

$$\delta N_c = f_c(\vec{x}_c, \vec{p}_c) d\vec{x}_c \wedge d\vec{p}_c. \quad (\text{A.24})$$

Comme il y a invariance du volume de l'espace des phases (voir la section A.4), on obtient l'égalité suivante

$$f_c(\vec{x}_c, \vec{p}_c) = f(\vec{x}, \vec{p}). \quad (\text{A.25})$$

Ainsi, le nombre moyen de photons dans un état \vec{k} est invariant par transformation de Lorentz

$$\bar{N}_c(\vec{k}_c) = \bar{N}(\vec{k}). \quad (\text{A.26})$$

Par ailleurs, l'intensité lumineuse à la fréquence ν et dans la direction \vec{n} , notée $I(\nu, \vec{n})$, est définie par

$$I(\nu, \vec{n}) = \frac{h \nu^3}{c^2} \bar{N}(\vec{k}). \quad (\text{A.27})$$

Donc, la quantité $I(\nu, \vec{n})/\nu^3$ est invariante par transformation de Lorentz.

Conclusion : si une source de photons émet de façon isotrope dans son référentiel propre (\mathcal{R}_c ici), comme nous avons montré précédemment que $\nu_c = \nu/\delta$, on a simplement

$$I(\nu_c, \vec{n}_c) = I(\nu_c), \quad (\text{A.28})$$

et l'on déduit que

$$I(\nu, \vec{n}) = \delta^3 I(\nu_c) = \delta^3 I(\nu/\delta). \quad (\text{A.29})$$

D'après l'équation (A.19), les photons émis vers l'avant dans le référentiel de la source, c'est-à-dire tels que $0 < \theta_c < \pi/2$, seront reçus par l'observateur dans un cône d'angle θ_0 tel que $\cos \theta_0 = \beta_c$ soit $\sin \theta_0 = 1/\Gamma$. Pour un angle égal à $\theta_0 \sim 1/\Gamma$, le facteur Doppler vaut Γ et pour un angle nul, il atteint sa valeur maximale de 2Γ .

L'intensité lumineuse est donc amplifiée d'un facteur de l'ordre de Γ^3 , comme on peut le voir sur la Fig. A.4, si l'on observe de la matière se déplaçant suivant un angle inférieur à $1/\Gamma$ par rapport à la ligne de visée de l'observateur. En revanche, si l'angle est plus grand que θ_0 , c'est-à-dire si $0 \leq \cos \theta \leq \beta_c \leq 1$, alors le facteur Doppler est de l'ordre de $1/\Gamma$ et l'intensité est diminuée d'un facteur Γ^{-3} .

Les photons de haute énergie observés dans les sursauts gamma proviennent donc uniquement de la matière en expansion relativiste dont l'angle θ est inférieur à $1/\Gamma$.

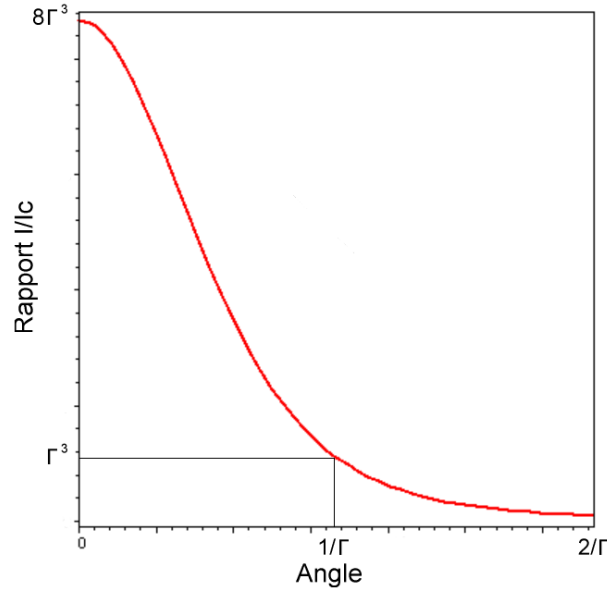


FIG. A.4 – Rapport de l'intensité lumineuse reçue dans \mathcal{R} sur l'intensité émise dans \mathcal{R}_c en fonction de l'angle entre la ligne de visée de l'observateur et la direction de propagation de la source. Au-delà de $\theta_0 = 1/\Gamma$, l'intensité lumineuse est fortement diminuée : pour un angle proche de $\pi/2$, l'intensité est divisée par Γ^3 .

A.3 Particules et changement de référentiel

Une population de rayons cosmiques, produite au sein du vent de matière en expansion relativiste d'un sursaut gamma avec une énergie moyenne ϵ_c , sera observée dans \mathcal{R} (ou \mathcal{R}_s) avec une énergie moyenne égale à $\Gamma \epsilon_c$. Dans \mathcal{R}_c , il n'est donc pas nécessaire de produire des rayons cosmiques dont l'énergie est de 10^{19} eV pour former une population de RCUE : il suffit d'accélérer les rayons cosmiques jusqu'à $(10^{19}/\Gamma)$ eV.

Preuve

Pour cela, considérons une particule ayant une vitesse \vec{v} dans \mathcal{R} : alors, dans \mathcal{R}_c , elle aura une vitesse \vec{v}_c telle que la transformation $(\gamma_v, \gamma_v \vec{v}) \longrightarrow (\gamma_{v_c}, \gamma_{v_c} \vec{v}_c)$ avec $\gamma_v = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ et $\gamma_{v_c} = 1/\sqrt{1-v_c^2/c^2}$ soit une transformation de Lorentz. Supposons, à présent, que \mathcal{R}_c se déplace suivant l'axe (Ox) dans \mathcal{R} avec $\vec{\beta}_c = \beta_c \vec{x}$, le quadrivecteur vitesse $(\gamma_{v_c}, \gamma_{v_c} \vec{v})$ sera tel que

$$\gamma_{v_c} = \Gamma \gamma_v \left(1 - \frac{\beta_c v_x}{c}\right) \quad (\text{A.30})$$

et

$$\begin{aligned} v_{cx} &= \frac{v_x - \beta_c c}{1 - \beta_c v_x/c} \\ v_{cy} &= \frac{v_y}{\Gamma (1 - \beta_c v_x/c)} \\ v_{cz} &= \frac{v_z}{\Gamma (1 - \beta_c v_x/c)}. \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

De la même manière, on a la relation

$$\gamma_v = \Gamma \gamma_{v_c} (1 + \frac{\beta_c v_{cx}}{c}). \quad (\text{A.32})$$

Une population isotropisée de particules dont le facteur de Lorentz moyen est égal à Γ_i dans \mathcal{R}_c sera donc observée (en intégrant l'équation (A.32) sur une distribution angulaire isotrope) avec un facteur de Lorentz valant

$$\Gamma_{obs} = \Gamma \Gamma_i. \quad (\text{A.33})$$

A.4 Invariance du volume d'espace des phases

Je montre ici un résultat classique intervenant, notamment, dans la démonstration précédente concernant l'intensité d'une source en mouvement : il y a invariance du volume d'espace des phases par transformation de Lorentz. Autrement dit, on a l'égalité suivante

$$d\vec{x}_c \wedge d\vec{p}_c = d\vec{x} \wedge d\vec{p}. \quad (\text{A.34})$$

Preuve

Supposons, encore une fois, que la source se déplace suivant l'axe (Ox) dans \mathcal{R} , on sait alors que

$$dx_{c0} \wedge dx_{c1} = dx_0 \wedge dx_1, \quad (\text{A.35})$$

avec la relation

$$dx_{c0} = \Gamma (dx_0 - \beta_c dx_1), \quad (\text{A.36})$$

on en déduit

$$\frac{dx_{c0}}{dx_0} = \Gamma (1 - \beta_c v_1/c), \quad (\text{A.37})$$

donc

$$dx_{c1} = \frac{1}{\Gamma (1 - \beta_c v_1/c)} dx_1, \quad (\text{A.38})$$

ou encore

$$d\vec{x}_c = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta_c v_1/c)} d\vec{x}. \quad (\text{A.39})$$

Quant à l'impulsion, elle est telle que

$$dp_{c1} = \Gamma(dp_1 - \beta_c dp_0), \quad (\text{A.40})$$

et

$$p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 = m^2 c^4, \quad (\text{A.41})$$

donc

$$p_0 dp_0 = p_1 dp_1 + p_2 dp_2 + p_3 dp_3, \quad (\text{A.42})$$

et

$$dp_0 = \frac{v_1}{c} dp_1 + \frac{v_2}{c} dp_2 + \frac{v_3}{c} dp_3. \quad (\text{A.43})$$

On déduit ainsi

$$dp_{c1} = \Gamma(1 - \beta_c v_1/c) dp_1 + \dots dp_2 + \dots dp_3, \quad (\text{A.44})$$

pour obtenir la relation

$$d\vec{p}_c = \Gamma(1 - \beta_c v_1/c) d\vec{p}. \quad (\text{A.45})$$

Conclusion : les égalités (A.39) et (A.45) impliquent le résultat cherché.

A.5 Angle solide d'émission d'un sursaut gamma

Une technique observationnelle visant à déterminer l'angle solide d'émission, Ω , d'un sursaut gamma a été proposée pour la première fois par Rhoads (1997). Nous avons vu que seule la matière en expansion relativiste avec un angle inférieur à $1/\Gamma$ avec la ligne de visée d'un observateur est observable. En supposant que le vent de matière a un angle de collimation supérieur à $1/\Gamma$ dans la phase d'expansion libre ($\Gamma \simeq \eta$), on n'observera alors qu'une partie de l'émission produite par le vent et l'on ne pourra pas, par ailleurs, déterminer si le vent est sphérique ou collimaté. En revanche, lorsque le vent commence à décélérer suite à l'interaction avec le milieu extérieur, le facteur de Lorentz du vent diminue et la zone visible pour l'observateur s'étale. Aussi, quand l'angle d'observation ($\sim 1/\Gamma$) devient plus grand que l'angle de collimation (qui vaut $\sim \sqrt{\Omega/4\pi}$), toute la surface émettrice du vent devient observable et l'intensité reçue est modifiée quelle que soit la longueur d'onde d'observation : on peut observer alors dans les courbes de lumière des cassures traduisant ce changement d'intensité et la détermination de la date d'une cassure permet, via des hypothèses sur le milieu externe, d'évaluer l'angle de collimation (Rhoads 1997). Toutefois, il est important de noter que l'interaction avec le milieu externe induit également un élargissement latéral du vent de matière et peut donc être à l'origine d'une surestimation de l'angle d'ouverture initial que l'on veut mesurer.

Annexe B

Diffusion des rayons cosmiques : quelques propriétés

Dans cette annexe, je rappelle tout d'abord les caractéristiques du mouvement d'une particule chargée (ou rayon cosmique) dans un champ magnétique puis électromagnétique constant dans le temps. Je m'intéresse ensuite à quelques unes des propriétés concernant la diffusion des rayons cosmiques dans un champ magnétique turbulent en introduisant, notamment, quelques définitions.

B.1 Particule dans un champ magnétique constant

La situation physique simple d'une particule chargée, en mouvement dans un champ magnétique constant dans le temps, permet d'introduire les notions de *rayon de Larmor* et de *pulsation de Larmor*.

Les équations du mouvement et de conservation de l'énergie d'une particule relativiste de charge q et de masse m , dans un champ magnétique constant \vec{B} , s'écrivent (en unités C.G.S.)

$$\frac{d(\gamma m \vec{v})}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B}, \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} = 0, \quad (\text{B.2})$$

pour une particule d'énergie ϵ et de vecteur vitesse \vec{v} . On déduit de ces deux équations

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{v} \times \vec{\omega}_L, \quad (\text{B.3})$$

où l'on définit la *pulsation de Larmor*, ω_L , comme étant la norme du vecteur rotation gyromagnétique

$$\vec{\omega}_L = \frac{q \vec{B}}{\gamma m c} = \frac{q c \vec{B}}{\epsilon}. \quad (\text{B.4})$$

Supposons que le champ magnétique \vec{B} soit uniforme et parallèle à un axe (Oz) : les composantes du vecteur vitesse de la particule s'écrivent

$$\begin{aligned} v_x &= v_{\perp} \cos(\omega_L t + \phi), \\ v_y &= v_{\perp} \sigma_c \sin(\omega_L t + \phi), \\ v_z &= v_{\parallel} = cte, \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

avec ϕ , une constante arbitraire, $\sigma_c = +1$ pour $q < 0$ et -1 pour $q > 0$ et où les indices \parallel et \perp se réfèrent à la direction du champ magnétique. Pour une position initiale quelconque (x_0, y_0, z_0) , la position à l'instant t sera simplement

$$\begin{aligned} x &= X + \bar{r}_L \cos(\omega_L t + \alpha), \\ y &= Y + \bar{r}_L \sigma_c \sin(\omega_L t + \alpha), \\ z &= z_0 + v_{\parallel} t, \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

en définissant les quantités suivantes ;

$$\begin{aligned} X &= x_0 - \bar{r}_L \cos \alpha, \\ Y &= y_0 + \bar{r}_L \sin \alpha, \\ \bar{r}_L &= v_{\perp} / \omega_L, \\ \alpha &= \phi - \pi/2. \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

La trajectoire de la particule est donc une hélice : les constantes X et Y sont les coordonnées dans le plan (xOy) du centre de rotation, appelé *centre guide*. et le module de \bar{r}_L est le *rayon de Larmor* de la particule. On déduit le vecteur vitesse instantanée de la particule qui est

$$\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{\omega}_L \times \vec{\rho}, \quad (\text{B.8})$$

avec $\vec{\rho} = (\bar{r}_L \cos(\omega_L t + \alpha), \bar{r}_L \sin(\omega_L t + \alpha))$ le vecteur du rayon d'orbite défini dans le plan (xOy) . Enfin, l'angle d'inclinaison θ de l'hélice est donné par

$$\tan \theta = \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}}. \quad (\text{B.9})$$

La définition du rayon de Larmor et de la pulsation de Larmor sont valables également avec un champ magnétique quelconque : ces quantités seront alors des fonctions du temps et de la position de la particule.

Pour une particule relativiste de charge $q = Ze$ et d'énergie $\epsilon \simeq pc$, on peut donner les valeurs numériques suivantes ;

$$r_L = \frac{pc}{ZeB} \simeq 3.3 \times 10^2 Z^{-1} \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right)^{-1} \text{ cm}, \quad (\text{B.10})$$

$$t_L = \omega_L^{-1} \simeq 1.0 \times 10^{-8} Z^{-1} \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right)^{-1} \text{ s}, \quad (\text{B.11})$$

en faisant l'approximation $v_{\perp} \simeq v$.

B.2 Particule dans un champ électromagnétique constant

On considère, à présent, le mouvement d'une particule dans un champ électrique, \vec{E} , et magnétique, \vec{B} , qui sont perpendiculaires ($\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$) et constants dans le temps. La présence du champ électrique implique que l'énergie de la particule n'est plus conservée et cela n'est pas sans rendre plus difficile la résolution de l'équation du mouvement de la particule dans un référentiel quelconque \mathcal{R} . Néanmoins, la solution consiste à effectuer une transformation de Lorentz adéquate. Dans un second référentiel \mathcal{R}' en translation à la vitesse \vec{u} par rapport à \mathcal{R} , l'équation du mouvement de la particule s'écrit

$$\frac{d\vec{p}'}{dt'} = q \left(\vec{E}' + \frac{\vec{v}' \times \vec{B}'}{c} \right). \quad (\text{B.12})$$

Rappelons alors la transformation de Lorentz associé à un champ électromagnétique :

$$\vec{E}' = \gamma (\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B}) - \frac{\gamma^2}{\gamma + 1} \vec{\beta} (\vec{\beta} \cdot \vec{E}), \quad (\text{B.13})$$

$$\vec{B}' = \gamma (\vec{B} - \vec{\beta} \times \vec{E}) - \frac{\gamma^2}{\gamma + 1} \vec{\beta} (\vec{\beta} \cdot \vec{B}), \quad (\text{B.14})$$

avec $\vec{\beta} = \vec{u}/c$ et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$.

Si l'on suppose que $|\vec{E}| < |\vec{B}|$ alors, en posant $\vec{u} = c(\vec{E} \times \vec{B})/B^2$, les relations précédentes deviennent

$$\vec{E}'_{\parallel} = 0, \quad (\text{B.15})$$

$$\vec{E}'_{\perp} = \gamma (\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B}) = 0, \quad (\text{B.16})$$

$$\vec{B}'_{\parallel} = 0, \quad (\text{B.17})$$

$$\vec{B}'_{\perp} = \frac{1}{\gamma} \vec{B} = \left(\frac{B^2 - E^2}{B^2} \right)^{1/2} \vec{B}, \quad (\text{B.18})$$

où les composantes indicées par \parallel sont parallèles à \vec{u} et celle indicées par \perp sont perpendiculaires. Dans le référentiel \mathcal{R}' , seule une composante du champ magnétique est non nulle. Le mouvement de la particule dans \mathcal{R}' est donc le même que celui que nous avons déterminé précédemment dans le cas d'un champ magnétique constant. Dans le référentiel \mathcal{R} , le mouvement hélicoïdal de la particule est superposé à un mouvement de translation uniforme à la vitesse \vec{u} qui est appelée *vitesse de dérive*.

Si l'on suppose que $|\vec{E}| > |\vec{B}|$, on peut définir une autre vitesse de translation pour

\mathcal{R}' par $\vec{u}' = c(\vec{E} \times \vec{B})/E^2$. La transformation de Lorentz donne alors

$$\vec{E}'_{\parallel} = 0, \quad (\text{B.19})$$

$$\vec{E}'_{\perp} = \frac{1}{\gamma} \vec{E} = \left(\frac{E^2 - B^2}{E^2} \right)^{1/2} \vec{E}, \quad (\text{B.20})$$

$$\vec{B}'_{\parallel} = 0, \quad (\text{B.21})$$

$$\vec{B}'_{\perp} = \gamma (\vec{B} - \vec{\beta} \times \vec{E}) = 0. \quad (\text{B.22})$$

La particule est donc en mouvement uniformément accéléré dans \mathcal{R}' suivant une direction perpendiculaire à \vec{u}' . Dans \mathcal{R} , ce mouvement est superposé à un mouvement de translation uniforme à la vitesse \vec{u}' .

Notons que si $\vec{E} \cdot \vec{B} \neq 0$, il est impossible de trouver une transformation de Lorentz qui annule le champ magnétique ou le champ électrique. Le mouvement de la particule est alors une superposition des mouvements définis dans les deux cas simples précédents.

B.3 Emission d'une particule chargée en mouvement

Nous admettrons les expressions des potentiels scalaire et vecteur de Liénard-Wiechert à l'instant t en un point de l'espace dont le vecteur position est \vec{r} et produit par une particule de charge q , en mouvement à la vitesse $\vec{v}(t)$, dont le vecteur position est $\vec{r}_0(t)$ à l'instant t (voir, par exemple, Landau & Lifshitz (1964)). Ces expressions sont (en unités CGS)

$$V(\vec{r}, t) = \frac{q}{[1 - \vec{n}(t_0) \cdot \vec{v}(t_0)/c] R(t_0)} \quad (\text{B.23})$$

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{q \vec{v}(t_0)/c}{[1 - \vec{n}(t_0) \cdot \vec{v}(t_0)/c] R(t_0)}, \quad (\text{B.24})$$

avec $R(t) \equiv |\vec{r} - \vec{r}_0(t)|$, $\vec{n}(t) \equiv (\vec{r} - \vec{r}_0(t))/R(t)$ et t_0 est solution de l'équation $t_0 + R(t_0)/c = t$.

Les potentiels scalaire et vecteur permettent de définir les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} par les équations

$$\vec{E} = -\vec{grad} V - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{B.25})$$

$$\vec{B} = \vec{rot} \vec{A}, \quad (\text{B.26})$$

et l'on obtient

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{q}{R^2 (1 - \vec{n} \cdot \vec{v}/c)^3} \left[\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \left(\vec{n} - \frac{\vec{v}}{c} \right) + \frac{R}{c^2} \vec{n} \times \left\{ \left(\vec{n} - \frac{\vec{v}}{c} \right) \times \dot{\vec{v}} \right\} \right] \quad (\text{B.27})$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{n} \times \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (\text{B.28})$$

où les quantités dans les seconds membres sont prises à l'instant t_0 .

Par définition, le *rayonnement synchrotron* est le rayonnement électromagnétique produit par une particule chargée en mouvement dans un champ magnétique \vec{B} .

D'après la formule de Larmor, pour une particule de masse m et de charge q ayant un facteur de Lorentz γ ($= 1/\sqrt{1-\beta^2}$), la puissance émise (en $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$) peut se mettre sous la forme

$$P_{syn} = 2\sigma_T \left(\frac{q}{e}\right)^4 \left(\frac{m}{m_e}\right)^{-2} c \gamma^2 \beta^2 \sin^2 \alpha W_{mag} \quad (\text{B.29})$$

où $\alpha = \widehat{(\vec{\beta}, \vec{B})}$ est l'angle d'attaque de la particule (voir la section suivante), $W_{mag} = B^2/8\pi$ (en $\text{erg}\cdot\text{cm}^{-3}$) la densité d'énergie magnétique du milieu, e la charge d'un électron et m_e sa masse.

Pour un électron relativiste ($\gamma \gg 1$ ou $\beta \simeq 1$) d'énergie $\epsilon \simeq \gamma m_e c^2$, dans une source optiquement mince, on peut définir simplement un temps de refroidissement (en s) par

$$\tau_s = \frac{\epsilon}{P_{syn}} = \frac{m_e c}{2\sigma_T \gamma \beta^2 \sin^2 \alpha W_{mag}}. \quad (\text{B.30})$$

Pour une distribution mono-énergétique et isotrope d'électrons relativistes, la puissance synchrotron moyenne émise par un électron s'écrit (en moyennant sur tous les angles d'attaque)

$$\bar{P}_{syn} = \frac{4}{3} c \sigma_T \gamma^2 W_{mag}, \quad (\text{B.31})$$

et le temps de refroidissement moyen devient

$$\bar{\tau}_s = \frac{\epsilon}{\bar{P}_{syn}} = \frac{3m_e c}{4\sigma_T \gamma W_{mag}}. \quad (\text{B.32})$$

On peut connaître plus précisément l'énergie d'un électron au bout d'un temps t , en négligeant cependant toute interaction électron-photon ou électron-particule. Comme $d\epsilon/dt = -\bar{P}_{syn}$ et, d'après (B.31), $\bar{P}_{syn} \propto \epsilon^2$ alors

$$\frac{d\epsilon}{\epsilon^2} = -\frac{4\sigma_T W_{mag}}{3m_e^2 c^3} dt, \quad (\text{B.33})$$

qui donne après intégration

$$\frac{1}{\epsilon_f} - \frac{1}{\epsilon_i} = \frac{4\sigma_T W_{mag}}{3m_e^2 c^3} t, \quad (\text{B.34})$$

où ϵ_i représente l'énergie d'un électron au moment de l'injection ($t = 0$) dans le champ magnétique et ϵ_f son énergie au bout d'un temps t . L'électron ayant une énergie initiale égale à $\gamma m_e c^2$ aura, au bout du temps $\bar{\tau}_s$, une énergie égale à $(1/2) \gamma m_e c^2$.

Si $\epsilon_i \gg \epsilon_f$ alors, au bout d'un temps t , l'énergie d'un électron sera

$$\epsilon_{max}(t) = \frac{3m_e^2 c^3}{4\sigma_T W_{mag}} \frac{1}{t}. \quad (\text{B.35})$$

Pour une plus faible énergie d'injection, l'énergie $\epsilon_f(t)$, au bout d'un temps t , sera telle $\epsilon_f(t) < \epsilon_{max}(t)$.

Comme nous l'avons vu dans l'annexe précédente, le rayonnement émis par une source en mouvement relativiste (de facteur de Lorentz $\gamma \gg 1$) est focalisée autour de la direction du mouvement de la source dans un cône de demi-angle au sommet égal à $1/\gamma$.

On admettra (voir, par exemple, Blumenthal et Gould (1970) ou Rybicki et Lightman (1979)) que la puissance émise, par unité de fréquence, par une particule de charge q et de masse m en mouvement relativiste dans un champ magnétique d'intensité B avec un angle d'attaque α s'écrit (en $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1}$)

$$P(\nu, \gamma) = \frac{\sqrt{3} q^3 B \sin \alpha}{m c^2} F(\nu/\nu_c), \quad (\text{B.36})$$

avec $F(x) \equiv x \int_x^{+\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi$ où $K_{5/3}$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre $5/3$, ν la fréquence considérée et ν_c est la fréquence critique pour laquelle l'émission synchrotron est maximale :

$$\nu_c = \frac{3\gamma^2 q B \sin \alpha}{4\pi m c}. \quad (\text{B.37})$$

Pour une distribution de particules $S(\gamma)$ telle que le nombre de particules ayant un facteur de Lorentz compris entre γ et $\gamma + d\gamma$ soit égal à $S(\gamma) d\gamma$, la puissance totale résultante émise, par unité de fréquence, s'écrira

$$P_{tot}(\nu) = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} S(\gamma) P(\nu, \gamma) d\gamma, \quad (\text{B.38})$$

où l'on suppose que toutes les particules ont le même angle d'attaque (c'est le cas, par exemple, d'un faisceau quasi-parallèle) et que le champ magnétique est uniforme (ou qu'il n'a qu'une faible composante chaotique).

Dans le cas où la distribution de particules est une loi de puissance avec un indice spectral s c'est-à-dire $S(\gamma) = S_0 \gamma^{-s}$, alors la puissance totale précédente devient

$$P_{tot}(\nu) = \frac{\sqrt{3} q^3 B \sin \alpha S_0}{m c^2 (s+1)} \Gamma\left(\frac{s}{4} + \frac{19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{s}{4} - \frac{1}{12}\right) \left(\frac{2\pi m c \nu}{3q B \sin \alpha}\right)^{-(s-1)/2}. \quad (\text{B.39})$$

Nous ne traiterons pas ici du processus de réabsorption des photons émis par les particules du milieu qui se traduit notamment par une modification de l'intensité spécifique reçue

par un observateur. On admettra ainsi que pour une région émettrice de taille Δr , la fréquence caractéristique d'auto-absorption s'écrit

$$\nu_{abs} \equiv (B \sin \alpha)^{(s+2)/(s+4)} (\Delta r S_0)^{2/(s+4)}, \quad (\text{B.40})$$

et correspond à la fréquence la plus basse permettant de sonder le plus profondément la source.

B.4 Fréquence de diffusion angulaire

On se place ici dans les conditions de la section 5.3.2, c'est-à-dire en considérant un champ magnétique composé d'une composante statique et homogène, B , et d'une composante chaotique, δB . Cela nous a permis de définir un paramètre caractérisant le niveau de turbulence du champ magnétique qui est tel que

$$\eta_t = \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{\langle B^2 \rangle}, \quad (\text{B.41})$$

et qui vaut 1 en régime de turbulence forte et 0 lorsqu'il n'y pas de turbulence.

Revenons alors à la définition de l'*angle d'attaque*, noté α , d'une particule dans le cas d'une faible turbulence : celui-ci est défini comme étant l'angle entre le vecteur champ magnétique moyen et le vecteur impulsion de la particule. L'habitude est de considérer plutôt le cosinus de cet angle, noté μ , qui est, comme α , une fonction dépendante du temps. En considérant une durée Δt plus longue que le temps de corrélation de la force subie par la particule, on peut associer à μ une fonction d'auto-corrélation stationnaire qui est

$$C(\tau) \equiv \frac{\langle \mu(t+\tau) \mu(t) \rangle}{\langle \mu(t)^2 \rangle}, \quad (\text{B.42})$$

en moyennant sur le temps t pendant Δt suivant une hypothèse d'ergodicité et en supposant que la particule vérifie toujours une condition de résonance (voir la section B.6).

Le *temps de diffusion angulaire*, noté t_s , est alors défini comme étant le temps de cohérence de μ c'est-à-dire

$$t_s \equiv \int_0^{+\infty} C(\tau) d\tau, \quad (\text{B.43})$$

et la *fréquence de diffusion angulaire* comme l'inverse de t_s . On considère généralement que la fonction d'auto-corrélation décroît exponentiellement en posant $C(\tau) = \exp(-\tau/t_s)$. Néanmoins, en introduisant un spectre de turbulence (d'indice spectral β) comme nous l'avons fait dans la section 5.3.2, on montre que la fréquence de diffusion angulaire s'écrit (Jokipii 1966)

$$\nu_s = t_s^{-1} \simeq \eta_t \rho^{\beta-1} \omega_L, \quad (\text{B.44})$$

avec ρ le paramètre de rigidité et ω_L la pulsation de Larmor. La démonstration de cette formule, dans le cas d'une faible turbulence, est faite dans la section B.6.

B.5 Coefficients de diffusion spatiale

Supposons à présent que la coordonnée de la particule suivant le champ magnétique moyen soit x_{\parallel} , alors on aura $dx_{\parallel} = v \mu(t) dt$ où v est la vitesse¹ de la particule. La diffusion étant associée à un processus markovien, la variation de x_{\parallel} , notée Δx_{\parallel} , sur un intervalle de temps Δt supérieur à t_s sera telle que $\langle \Delta x_{\parallel} \rangle \simeq 0$ et

$$\langle \Delta x_{\parallel}^2 \rangle = v^2 \int_t^{t+\Delta t} dt_1 \int_t^{t+\Delta t} dt_2 \langle \mu(t_1) \mu(t_2) \rangle. \quad (\text{B.45})$$

Comme μ est distribué uniformément sur $[-1, 1]$, on déduit facilement

$$\langle \Delta x_{\parallel}^2 \rangle = \frac{2}{3} v^2 t_s \Delta t. \quad (\text{B.46})$$

Cela permet de définir le *coefficient de diffusion spatiale* le long du champ magnétique moyen comme étant

$$D_{\parallel} = \frac{\langle \Delta x_{\parallel}^2 \rangle}{2 \Delta t} = \frac{1}{3} v^2 t_s. \quad (\text{B.47})$$

Ce coefficient de diffusion spatiale, D_{\parallel} , peut se retrouver d'une autre manière si l'on utilise une équation de type Fokker-Planck qui régit la diffusion angulaire et si l'on se place en régime de turbulence faible : celle-ci s'écrit (Jokipii 1968)

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \mu \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{\nu_s}{2} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) = 0, \quad (\text{B.48})$$

où la fonction de distribution des particules, $f(x, \mu, t)$, qui n'est que faiblement anisotrope pour $\eta_t \ll 1$, se décompose en une somme de deux fonctions ;

$$f(x, \mu, t) = f_0(x, t) + \delta f(x, \mu, t), \quad (\text{B.49})$$

telles que la partie isotrope f_0 soit dominante par rapport à la partie anisotrope δf (c'est-à-dire $f_0 \gg \delta f$). L'équation de Fokker-Planck précédente se réécrit alors de la manière suivante :

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{\partial \delta f}{\partial t} + v \mu \left(\frac{\partial f_0}{\partial x} + \frac{\partial \delta f}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{\nu_s}{2} \frac{\partial \delta f}{\partial \mu} \right) = 0. \quad (\text{B.50})$$

En moyennant sur μ cette dernière équation, on obtient

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{v}{2} \int_{-1}^1 \mu \frac{\partial \delta f}{\partial x} d\mu \simeq 0. \quad (\text{B.51})$$

Si l'on retranche l'équation (B.51) à l'équation (B.50), on trouve que

$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} + v \mu \frac{\partial \delta f}{\partial x} - \frac{v}{2} \int_{-1}^1 \mu \frac{\partial \delta f}{\partial x} d\mu - \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{\nu_s}{2} \frac{\partial \delta f}{\partial \mu} \right) = -v \mu \frac{\partial f_0}{\partial x}. \quad (\text{B.52})$$

¹Celle-ci est constante puisque les seules forces considérées ici sont les forces magnétiques qui conservent l'énergie de la particule au cours de la diffusion.

Une comparaison des différents ordres de grandeur permet de montrer que

$$\frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{\nu_s}{2} \frac{\partial \delta f}{\partial \mu} \right) \simeq v \mu \frac{\partial f_0}{\partial x}. \quad (\text{B.53})$$

En injectant cette dernière expression dans l'équation (B.48), on trouve

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} \simeq \frac{\partial}{\partial x} \left(D_{\parallel} \frac{\partial f_0}{\partial x} \right), \quad (\text{B.54})$$

avec le coefficient de diffusion spatiale le long du champ magnétique qui est

$$D_{\parallel} \simeq \frac{v^2}{2} \int_{-1}^1 \left[\int_0^{\mu} \frac{1 - \mu_1^2}{\nu_s} d\mu_1 \right] \mu d\mu = \frac{4}{15} v^2 t_s. \quad (\text{B.55})$$

De la même manière, on peut définir un coefficient de diffusion spatiale transverse au champ magnétique en considérant le sinus de l'angle d'attaque : on obtient alors (Casse et al. 2001)

$$D_{\perp} \simeq \frac{1}{3} v^2 \int_0^{+\infty} C(\tau) \cos(\omega_L \tau), \quad (\text{B.56})$$

Avec une décroissance exponentielle de $C(\tau)$, ce coefficient se réécrit (Pelletier 2001)

$$D_{\perp} = D_{\parallel} \frac{1}{1 + (\omega_L t_s)^2}. \quad (\text{B.57})$$

En régime de turbulence forte ($\eta_t = 1$), $D_{\perp} = D_{\parallel}$ tandis que dans le cas d'une turbulence moyenne ou faible, les résultats numériques de Casse et al. (2001) ont montré que $D_{\perp} \ll D_{\parallel}$ avec $D_{\perp} = \eta_t^x D_{\parallel}$ où $x \simeq 2.3$. C'est ce dernier cas que l'on rencontre au sein des chocs internes des sursauts gamma lorsque l'on s'intéresse au processus d'accélération de Fermi.

B.6 Interactions particules-perturbations magnétiques

La diffusion d'une particule dans un champ magnétique chaotique ne peut se faire que si cette dernière entre en résonance avec les différentes perturbations magnétiques. Dans cette section, ce sont les conditions d'une telle résonance que je vais étudier. Pour cela, nous nous placerons en régime de turbulence faible, comme cela a été fait par Jokipii (1966), afin de pouvoir définir un champ magnétique moyen et d'effectuer un calcul perturbatif.

Considérons le cas simple d'ondes d'Alfvén se propageant le long du champ magnétique moyen. Nous avons vu, dans la section B.1, que le mouvement d'une particule, de charge q , dans un champ magnétique constant, uniforme et parallèle à un axe (Oz) est tel que

$$z(t) = z_0 + v_{\parallel} t, \quad (\text{B.58})$$

avec une vitesse perpendiculaire au champ magnétique qui est

$$\vec{v}_\perp = v_\perp (\cos(\omega_L t + \phi) \vec{e}_x + \sigma_c \sin(\omega_L t + \phi) \vec{e}_y), \quad (\text{B.59})$$

avec \vec{e}_x et \vec{e}_y deux vecteurs unitaires respectivement sur les axes (Ox) et (Oy) .

Supposons qu'une onde d'Alfvén se propage avec un potentiel vecteur associé de la forme² :

$$\vec{A}(z, t) = A_0 (\cos(\omega t - k z + \psi) \vec{e}_x + \sigma \sin(\omega t - k z + \psi) \vec{e}_y), \quad (\text{B.60})$$

avec $\sigma = \pm 1$ et $\omega = \pm k V_A$ où V_A est la vitesse (de phase) de l'onde d'Alfvén. La force perturbative qui s'applique sur la particule lorsqu'elle rencontre l'onde d'Alfvén s'écrit

$$\delta F_\parallel = q \vec{v}_\perp \cdot \vec{rot}(\vec{A}) = q \vec{v}_\perp \frac{\partial \vec{A}}{\partial z}, \quad (\text{B.61})$$

c'est-à-dire, plus simplement,

$$\delta F_\parallel = q v_\perp k A_0 \cos(\Omega t + \alpha), \quad (\text{B.62})$$

avec $\Omega = \omega - k v_\parallel - \sigma \sigma_c \omega_L$. La variation d'impulsion de la particule suivant \vec{e}_z au bout d'un temps t , sera obtenue de la façon suivante :

$$\Delta p_\parallel = \int \delta F_\parallel dt = \frac{q v_\perp k A_0}{\Omega} \sin(\Omega t + \alpha). \quad (\text{B.63})$$

Cette expression est nulle sur la trajectoire de la particule sauf pour la condition de résonance $\omega - k v_\parallel \pm \omega_L = 0$. Lorsque $V_A \ll v_\parallel$, le nombre d'onde k_0 , qui est défini par cette condition de résonance, est tel que

$$k_0 = \frac{(1 - \mu^2)^{1/2}}{|\mu| r_L} = \frac{\omega_L}{v_\parallel}, \quad (\text{B.64})$$

avec $v_\parallel = \mu v$, $\mu (\neq 0)$ étant le cosinus de l'angle d'attaque de la particule. Nous avons vu, dans la section 5.3.2, que le nombre d'onde k est relié à la longueur d'onde la perturbation magnétique c'est-à-dire à sa taille, ℓ , par $k = 2\pi/\ell$. Si le rayon de Larmor de la particule est telle qu'il n'existe pas de perturbation de taille $\ell_0 = 2\pi/k_0 \simeq r_L$ alors la particule ne sera pas diffusée par le champ magnétique chaotique. Le plus petit nombre d'onde $k_{min} = 2\pi/\ell_{min}$ implique que la résonance ne peut se faire (pour $\mu \ll 1$) que si $|\mu| > \ell_{min}/(2\pi r_L)$. Autrement dit, aucune résonance n'est possible pour $\mu = 0$.

Enfin, la fréquence de diffusion angulaire peut être définie par

$$\nu_s = \frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\langle (\Delta\mu)^2 \rangle}{\Delta t} = \frac{1}{1 - \mu^2} \frac{2}{p^2} \int_0^{\Delta t} C_\parallel(\tau) d\tau, \quad (\text{B.65})$$

²Les résultats que nous allons obtenir ici sont généralisables à des modes plus complexes, de propagation oblique notamment.

où p est l'impulsion de la particule et $C_{\parallel} \equiv \langle \delta F_{\parallel}(t) \delta F_{\parallel}(t - \tau) \rangle$ est la fonction d'auto-corrélation de la force perturbative. Pour un spectre de turbulence magnétique en loi de puissance $S(k) \propto k^{-\beta}$, cette fonction vaut

$$C_{\parallel}(\tau) = q^2 v_{\perp}^2 B^2 \int \frac{dk}{2\pi} S(k) \cos(\Omega \tau), \quad (\text{B.66})$$

avec un spectre qui a été normalisé de la façon suivante :

$$\int S(k) \frac{dk}{2\pi} = \eta_t. \quad (\text{B.67})$$

L'intégrale de l'équation (B.65) sur le temps de corrélation $\tau_c \sim (\omega_L \Delta k / k_0)^{-1}$, avec $\Delta k = k_{\max} - k_{\min}$, conduit à

$$\nu_s = \frac{\omega_L}{4} k_0 S(k_0) = \omega_L \frac{\pi}{4} (\beta - 1) \eta_t (\rho |\mu|)^{\beta-1}, \quad (\text{B.68})$$

avec ρ le paramètre de rigidité que nous avons défini dans la section 5.3.2.

Annexe C

Fonction de distribution résultant des chocs internes

Dans cette annexe, je détermine la fonction de distribution en énergie, concernant les particules (ou protons) accélérées par les chocs internes, que l'on va observer dans le référentiel stationnaire \mathcal{R}_s . Rappelons que, dans le référentiel d'une couche \mathcal{R}_k , cette fonction de distribution, qui est quasi-isotrope, donne un spectre en énergie qui varie comme ϵ^{-2} : aussi, la fonction distribution dans l'espace des phases peut s'écrire

$$f_k(\epsilon_k, \mu_k) = A \epsilon_k^{-4}, \quad (\text{C.1})$$

avec $A = n_p / (4\pi \ln \gamma_m)$ pour $1 < \epsilon_k / (m_p c^2) < \gamma_m$. Le facteur de Lorentz γ_m correspond au maximum en énergie que peuvent atteindre les protons étant donnée la limitation due à l'expansion. Dans \mathcal{R}_s , cette distribution est fortement anisotrope : en effet, un proton, d'énergie ϵ_k dans \mathcal{R}_k , aura une énergie $\epsilon = \delta(\mu) \epsilon_k$ avec (voir la section A.3)

$$\delta(\mu) = \frac{1}{\Gamma_k (1 - \beta_k \mu)}, \quad (\text{C.2})$$

avec Γ_k le facteur de Lorentz de la couche et β_k la vitesse associée. La distribution angulaire, dans \mathcal{R}_s , se déduit de la transformation de Lorentz sur μ qui est

$$\mu_k = \frac{\mu - \beta_k}{1 - \beta_k \mu}. \quad (\text{C.3})$$

Comme μ_k est distribué uniformément sur $[-1, 1]$, on déduit facilement la distribution angulaire

$$\rho(\mu) = \frac{1}{2} \frac{d\mu_k}{d\mu} = \frac{1}{2 \Gamma_k^2 (1 - \beta_k \mu)^2}, \quad (\text{C.4})$$

ce qui, pour $\Gamma_k \gg 1$, implique que cette distribution est concentrée vers $\mu = 1$.

L'invariance de Lorentz de la fonction distribution dans l'espace des phases conduit alors à une fonction de distribution en énergie qui est

$$\bar{f}(\epsilon) = 2\pi \epsilon^2 \int_{-1}^1 f(\epsilon, \mu) d\mu. \quad (\text{C.5})$$

Le changement de variable $\mu \rightarrow \delta(\mu)$ permet de réexprimer cette fonction de distribution en énergie comme étant

$$\bar{f}(\epsilon) = \frac{2\pi A \epsilon^{-2}}{\beta_k \Gamma_k} \int_{1/2\Gamma_k}^{2\Gamma_k} H(\delta) \delta^2 d\delta, \quad (\text{C.6})$$

avec $H(\delta) = 1$ pour $\epsilon/\gamma_m < \delta < \epsilon$ et 0 partout ailleurs. L'intégration de cette expression conduit ainsi à

$$\bar{f}(\epsilon) = B \epsilon^{-2} (\delta_2^3 - \delta_1^3), \quad (\text{C.7})$$

avec la constante $B = n_p / (6 \beta_k \Gamma_k \ln \gamma_m)$. Etant donnée la fonction H , il faut prendre, par ailleurs, $\delta_1 = \text{Sup}\{\epsilon/\gamma_m, 1/2\Gamma_k\}$ et $\delta_2 = \text{Inf}\{\epsilon, 2\Gamma_k\}$. Remarquons, tout d'abord, que le cas $\delta_1 = 1/2\Gamma_k > \epsilon/\gamma_m$ et $\delta_2 = 2\Gamma_k < \epsilon$ est impossible pour $\gamma_m \lesssim 10^4$ (voir la section 5.3.2) et $\Gamma_k \gtrsim 10^2$.

Pour simplifier le calcul, nous pouvons supposer que $\gamma_m > 2\Gamma_k$ même s'il apparaît que l'hypothèse inverse, $\gamma_m < 2\Gamma_k$, conduit exactement au même résultat. Deux cas peuvent alors être envisagés :

- Cas où $\epsilon > \gamma_m$: on déduit alors que $\delta_1 = \epsilon/\gamma_m$ et que $\delta_2 = 2\Gamma_k$. La fonction de distribution devient

$$\bar{f}_{\epsilon > \gamma_m}(\epsilon) = B \epsilon^{-2} \left(8\Gamma_k^3 - \frac{\epsilon^3}{\gamma_m^3} \right) \propto \epsilon^{-2}, \quad (\text{C.8})$$

pour $\epsilon < 2\Gamma_k \gamma_m$, et $\bar{f}_{\epsilon > \gamma_m}(\epsilon) = 0$ lorsque $\epsilon > 2\Gamma_k \gamma_m$.

- Cas où $\epsilon < \gamma_m$: celui-ci peut se diviser en deux sous-cas. Le premier est celui pour lequel $\epsilon > 2\Gamma_k$: quel que soit δ_1 et comme $\delta_2 = 2\Gamma_k$, la fonction de distribution est toujours telle que

$$\bar{f}_{2\Gamma_k < \epsilon < \gamma_m}(\epsilon) \propto \epsilon^{-2}. \quad (\text{C.9})$$

Enfin, lorsque $\epsilon < 2\Gamma_k$, $\delta_2 = \epsilon \gg \delta_1$ et la fonction de distribution est alors

$$\bar{f}_{\epsilon < 2\Gamma_k}(\epsilon) \propto \epsilon. \quad (\text{C.10})$$

En conclusion, dans \mathcal{R}_s et pour la k -ième couche, on obtient la fonction de distribution en énergie suivante :

$$\bar{f}(\epsilon) \propto \begin{cases} \epsilon & \text{pour } \epsilon < 2\Gamma_k \\ \epsilon^{-2} & \text{pour } 2\Gamma_k < \epsilon < 2\Gamma_k \gamma_m \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}. \quad (\text{C.11})$$

Dans \mathcal{R}_s , la fonction distribution en énergie produite par l'ensemble des couches sera égale à la somme (normalisée) des fonctions de distributions issues de chacune des couches : dans l'équation (C.11), on peut remplacer le facteur de Lorentz Γ_k par $\bar{\Gamma} = \langle \Gamma_k \rangle \simeq \eta$. Bien qu'utilisée dans les simulations numériques, on notera que cette fonction de distribution ne peut être observée par aucun observateur, puisqu'à aucun moment elle n'est réalisée totalement...

Annexe D

Relativité générale et trous noirs : introduction

Nous avons vu que le moteur central d'un sursaut gamma est constitué d'un trou noir entouré vraisemblablement par un disque d'accrétion épais (ou tore de matière). Avant de s'intéresser aux mécanismes de production de jets par les trous noirs, j'ai trouvé intéressant de présenter et de rappeler dans quel cadre les trous noirs ont été définis : ce cadre est bien entendu celui de la relativité générale qui a été élaborée par Einstein dès 1916. Aussi, bien que cela constitue un travail *annexe* à mon sujet de thèse, il n'en dessine pas moins le lien vers de futurs travaux en jetant les bases de ce qu'il est nécessaire de connaître pour espérer continuer dans ce domaine : en ce sens, cette annexe doit être considérée comme une ouverture sur un sujet théorique autre que ceux qui ont été abordés tout au long de cette thèse.

Tout d'abord, je commencerai par faire une présentation mathématique simple permettant peut-être de mieux comprendre cette théorie de la relativité générale qui reste, après presque un siècle d'existence, toujours très actuelle. Partant de notions issues de la théorie des ensembles, je préciserai, dans un premier temps, ce que l'on entend par *variétés riemanniennes* afin d'aborder ensuite quelques unes des principales propriétés de ces objets sous forme de calcul tensoriel. Je poserai alors rapidement les postulats fondamentaux de la relativité générale en définissant notamment l'univers physique dans lequel nous vivons, à savoir *l'espace-temps*. Enfin, je pourrais définir ce que John A. Wheeler a appelé, en 1967, un *trou noir* mais dont l'idée a été évoquée il y a bien plus longtemps par John Michell (1784) ou Pierre Simon de Laplace (1796) : je n'évoquerai ici que le cas simple d'un trou noir statique que l'on appelle, plus communément, *trou noir de Schwarzschild*.

D.1 De la topologie aux variétés riemanniennes

Définition 1 - On appelle *topologie* (ou encore *structure topologique*) sur un ensemble E un ensemble X de parties de E tel que :

- 1) La réunion de toute famille d'éléments de X appartient à X .
- 2) L'intersection de toute famille finie d'éléments de X appartient à X . En particulier, la partie vide et la partie pleine de E appartiennent à X .

Un *espace topologique* est un ensemble muni d'une topologie. On appelle *partie ouverte*, ou *ouvert*, toute partie de E appartenant à X . Un *voisinage* d'un point x de E est une partie de E contenant un ouvert contenant x .

Soient E et F deux espaces topologiques. On appelle *homéomorphisme* de E sur F une bijection de E sur F qui établit une bijection de l'ensemble des ouverts de E sur l'ensemble des ouverts de F .

Définition 2 - Un espace topologique E est dit *séparé* si, pour tout couple (x, y) de points distincts de E , il existe un voisinage de x et un voisinage de y disjoints. Cette condition est appelée *axiome de Hausdorff*.

Définition 3 - Une *variété topologique* de dimension n est un espace topologique séparé dont tout point est contenu dans un ouvert homéomorphe à un ouvert de \mathbb{R}^n .

Définition 4 - Une *carte d'une variété topologique* V est la donnée d'un couple (U, ϕ) formé d'un ouvert U de V , appelé *domaine de la carte*, et d'un homéomorphisme ϕ de U sur un ouvert de \mathbb{R}^n . Une carte est aussi appelée *système de coordonnées locales*.

Définition 5 - Un *atlas* de V est une famille $(U_i, \phi_i)_{i \in I}$ (pas nécessairement finie) de cartes, dont la réunion des domaines U_i recouvre V .

Définition 6 - Deux cartes (U_1, ϕ_1) et (U_2, ϕ_2) d'une variété topologique V de dimension n sont dites *compatibles* d'ordre k ($1 \leq k \leq \infty$) si $U_1 \cap U_2 = \emptyset$ et si l'application

$$\phi_2 \circ \phi_1^{-1} : \phi_1(U_1 \cap U_2) \rightarrow \phi_2(U_1 \cap U_2) \quad (\text{D.1})$$

est un C^k -difféomorphisme.

Soient E et F des espaces vectoriels normés sur \mathbb{R} ou \mathbb{C} , U un ouvert de E et V un ouvert de F . Une application f de U dans V est un C^k -*difféomorphisme* si f est bijective et de classe C^k (ou encore k -fois continûment différentiable), ainsi que son application réciproque. Dans notre contexte, $E = F = \mathbb{R}^n$.

Définition 7 - Un atlas de classe C^k d'une variété topologique V est un atlas $(U_i, \phi_i)_{i \in I}$ de V dont deux cartes quelconques sont toujours compatibles d'ordre k .

Définition 8 - Un atlas de classe C^k d'une variété topologique V est dit *maximal* si toute carte compatible avec les cartes de l'atlas appartient elle-même à l'atlas. Un tel

atlas est appelé *structure différentielle* de classe C^k .

Définition 9 - Une *variété différentielle* de classe C^k est une variété topologique munie d'une structure différentielle de classe C^k . Si $k = \infty$, la variété est dite *lisse* ou *analytique*. Conséquence : tout changement de système de coordonnées locales sur une telle variété se fait par l'intermédiaire de fonctions de classe C^k .

Définition 10 - Une variété différentielle V de classe C^k et de dimension p peut être définie sur \mathbb{R}^n (avec $p \leq n$) comme l'image par une application f_p de classe C^k d'un domaine D_p de \mathbb{R}^p dans un domaine D_n de \mathbb{R}^n :

$$f_p : Y \in D_p \rightarrow f_p(Y) = X \in D_n. \quad (\text{D.2})$$

Soit $\{O, \mathbf{e}_1, \dots, \mathbf{e}_n\}$ une base affine de \mathbb{R}^n . Un point M de V est défini par le vecteur $X = \mathbf{OM} = x^i \mathbf{e}_i$ tel que $X = f_p(Y)$. Si $\{y_1, \dots, y_p\}$ définit un système de coordonnées locales sur V alors les équations dites *paramétrées* de la variété V s'écrivent

$$x_i = f_i(y_1, \dots, y_p) \quad \text{avec } i = 1, \dots, n. \quad (\text{D.3})$$

La variété V est dite *localement régulière* si la matrice de Jacobi, définie par

$$\frac{\partial X}{\partial Y} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial y_1} & \cdots & \frac{\partial f_1}{\partial y_p} \\ \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial f_n}{\partial y_1} & \cdots & \frac{\partial f_n}{\partial y_p} \end{pmatrix}, \quad (\text{D.4})$$

est de rang p au moins localement. Les points autour desquels cette matrice n'est pas de rang p sont dits *singuliers*.

Définition 11 - On appelle *variété linéaire tangente* à une variété différentielle V de classe C^k et de dimension p , l'espace vectoriel de dimension p dont une base est définie par les vecteurs¹

$$\epsilon^i = \left(\frac{\partial f_1}{\partial y_i}, \dots, \frac{\partial f_n}{\partial y_i} \right) \quad \text{avec } i = 1, \dots, n, \quad (\text{D.5})$$

en un point M de V .

Définition 12 - On appelle *atlas d'orientation* d'une variété V tout atlas $(U_i, \phi_i)_{i \in I}$ tel que les changements de cartes $\phi_i \circ \phi_j^{-1}$ aient un jacobien positif.

Une *variété orientable* est une variété pour laquelle il existe des atlas d'orientation.

Une *orientation* d'une variété orientable est la donnée d'une classe d'équivalence d'atlas d'orientation. Une variété orientée est une variété munie d'une orientation.

¹Dans un souci de simplification, les différentes définitions sont données sous une forme faisant intervenir des coordonnées locales : une forme plus *géométrique* de ces définitions existe cependant...

Définition 13 - Une variété différentielle V de classe C^k ($k \geq 2$), localement régulière, de dimension p et munie d'un système de coordonnées locales $\{y_1, \dots, y_p\}$ est dite *riemannienne* si on la dote en tout point M d'une métrique spatiale $d\sigma^2$ définie par la forme quadratique définie positive :

$$d\sigma^2 = \gamma_{\alpha\beta} dy^\alpha dy^\beta, \quad (\text{D.6})$$

dans laquelle la matrice Γ d'éléments $\gamma_{\alpha\beta}$, appelée *tenseur fondamental*, est symétrique et régulière (ou inversible) dans le domaine considéré. Les nombres $\gamma_{\alpha\beta}$ sont des fonctions de classe C^k ($k \geq 2$) des coordonnées locales y_α et définissent les composantes contravariantes du tenseur Γ . Ce tenseur est alors diagonalisable par un changement linéaire de coordonnées curvilignes tel que : $y_\alpha = A_\alpha^\beta z_\beta$ où les coefficients A_α^β sont des constantes. La variété linéaire tangente à V en M , notée $T_V(M)$, est dite orthonormée si elle est rapportée aux coordonnées locales z_α telles que Γ soit diagonalisée : on a alors

$$d\sigma^2 = \Lambda_{\alpha\alpha} (dz^\alpha)^2, \quad (\text{D.7})$$

avec $\Lambda_{\alpha\beta} = 0$ pour $\alpha \neq \beta$.

La base naturelle de $T_V(M)$ associée aux coordonnées locales z_α est orthogonale et peut être normée en définissant les vecteurs de base par :

$$\epsilon^\alpha = \frac{\partial M}{\partial z_\alpha} / \left| \frac{\partial M}{\partial z_\alpha} \right|. \quad (\text{D.8})$$

La suite des signes des coefficients $\Lambda_{\alpha\alpha}$ définit la signature de la métrique.

Définition 14 - Une variété riemannienne est dite de type *elliptique* ou *hyperbolique* suivant que sa signature ne contient que des signes identiques ou différents respectivement.

D.2 Calcul tensoriel et variétés

Soit V une variété riemannienne de dimension p définie sur un espace affine, E_n , de dimension n , par les équations paramétrées en coordonnées locales y_α :

$$x_i = f_i(y_1, \dots, y_p) \quad \text{avec } i = 1, \dots, n, \quad (\text{D.9})$$

en désignant par $\{O, \mathbf{e}_1, \dots, \mathbf{e}_n\}$ une base affine de E_n et par $X = \mathbf{OM} = x^i \mathbf{e}_i$ le vecteur position associé à un point M de V .

La variété linéaire tangente à V en M , notée $T_V(M)$, est définie par la base naturelle $\{M, \epsilon_1, \dots, \epsilon_n\}$ telle que :

$$\epsilon^i = \frac{\partial M}{\partial y_\alpha} = \frac{\partial f_\alpha}{\partial y_\alpha}. \quad (\text{D.10})$$

Définition 15 - On appelle *champ vectoriel* sur V l'image de toute application ϕ de classe C^k ($k \geq 2$) telle que :

$$\phi : X \in V \rightarrow \phi(X) = Y \in T_V(M). \quad (\text{D.11})$$

On écrit donc $Y = v^\alpha \epsilon_\alpha$ et l'on peut noter le champ vectoriel $Y(X)$ en appelant v^α sa composante contravariante.

Définition 16 - Soient deux champs vectoriels $Y(X)$ et $W(X)$ de composantes contravariantes v^α et w^β en un point M de V . La dérivée de Lie du champ $Y(X)$ dans la direction du champ $W(X)$ est le champ vectoriel sur V qui s'écrit dans la base de $T_V(M)$:

$$L_W(Y) = [W, Y] = (w^\alpha \partial_\alpha v^\beta - v^\alpha \partial_\alpha w^\beta) \epsilon_\beta, \quad (\text{D.12})$$

où $\partial_\alpha = \partial/\partial y^\alpha$.

Cette opération crochet de W sur Y satisfait aux relations de Jacobi :

$$[W, Y] = -[Y, W] \text{ et } [Y_1, [Y_2, W]] + [Y_2, [W, Y_1]] + [W, [Y_1, Y_2]] = 0, \quad (\text{D.13})$$

où $Y_1(X)$ et $Y_2(X)$ sont des champs vectoriels quelconques.

Définition 17 - Un *champ de tenseurs*, $T(M)$, sur V est l'ensemble des tenseurs construits à partir d'une base de $T_V(M)$ (ou de son dual) en un point M de V . En généralisant, on définit la dérivée de Lie d'un champ de tenseur $T(M)$, de composantes $T_{\nu_1 \dots \nu_p}^{\mu_1 \dots \mu_k}$, dans la direction du champ $W(X)$ par l'expression :

$$\begin{aligned} L_W(T) &= W^\sigma \partial_\sigma T_{\nu_1 \dots \nu_p}^{\mu_1 \dots \mu_k} \\ &- (\partial_\lambda W^{\mu_1}) T_{\nu_1 \dots \nu_p}^{\lambda \dots \mu_k} - \dots - (\partial_\lambda W^{\mu_k}) T_{\nu_1 \dots \nu_p}^{\mu_1 \dots \lambda} \\ &+ (\partial_{\nu_1} W^\lambda) T_{\lambda \dots \nu_p}^{\mu_1 \dots \mu_k} + \dots + (\partial_{\nu_p} W^\lambda) T_{\nu_1 \dots \lambda}^{\mu_1 \dots \mu_k}. \end{aligned} \quad (\text{D.14})$$

Définition 18 - La *matrice de connexion*, notée $\Omega(M)$, en un point M de V , est la matrice dont les éléments ω_β^α sont définis par

$$d\epsilon_\beta = \omega_\beta^\alpha \epsilon_\alpha. \quad (\text{D.15})$$

Les composantes des vecteurs $\partial\epsilon_\beta/\partial y^\gamma$ sur la base naturelle de $T_V(M)$ sont les *coefficients de connexion*, notés $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha$, de $\Omega(M)$. On écrit :

$$\frac{\partial\epsilon_\beta}{\partial y^\gamma} = \partial_\gamma \epsilon_\beta = \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha \epsilon_\alpha. \quad (\text{D.16})$$

On a également la relation : $\omega_\beta^\alpha = \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha dy^\gamma$.

Définition 19 - La *différentielle absolue* d'un tenseur $U(M)$ d'ordre 3 de composantes $u_\gamma^{\alpha\beta}$ en un point M de V , notée $DU(M)$, est définie par

$$DU(M) = du_\gamma^{\alpha\beta} + \omega_s^\alpha u_\gamma^{s\beta} + \omega_s^\beta u_\gamma^{\alpha s} - \omega_\gamma^s u_s^{\alpha\beta}. \quad (\text{D.17})$$

Sa *dérivée covariante* est :

$$\nabla_r U(M) = \nabla_r u_\gamma^{\alpha\beta} \epsilon_\alpha \otimes \epsilon_\beta \otimes \epsilon^\gamma, \quad (\text{D.18})$$

avec $\nabla_r u_\gamma^{\alpha\beta} = \partial_r u_\gamma^{\alpha\beta} + \Gamma_{sr}^\alpha u_\gamma^{s\beta} + \Gamma_{sr}^\beta u_\gamma^{\alpha s} - \Gamma_{\gamma r}^s u_s^{\alpha\beta}$.

Définition 20 - On appelle *tenseur de torsion*, noté S , relatif à la fonction f de composantes f_α , le tenseur d'ordre 3 de composantes :

$$S_{\beta\alpha}^\gamma = \Gamma_{\beta\alpha}^\gamma - \Gamma_{\alpha\beta}^\gamma, \quad (\text{D.19})$$

avec $\nabla_\beta(\partial_\alpha f) - \nabla_\alpha(\partial_\beta f) = S_{\beta\alpha}^\gamma \partial_\gamma(f)$.

Définition 21 - On appelle *tenseur de courbure*, noté R , relatif à un champ vectoriel $V(M)$ de composantes contravariantes v^α , le tenseur d'ordre 4 de composantes :

$$R_{\beta,\gamma\delta}^\alpha = \partial_\gamma \Gamma_{\beta\delta}^\alpha + \Gamma_{s\gamma}^\alpha \Gamma_{\beta\delta}^s - \partial_\delta \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha - \Gamma_{s\delta}^\alpha \Gamma_{\beta\gamma}^s, \quad (\text{D.20})$$

avec $\nabla_\gamma(\nabla_\delta v^\alpha) - \nabla_\delta(\nabla_\gamma v^\alpha) = R_{s,\gamma\delta}^\alpha v^s - S_{\gamma\delta}^s \nabla_s v^\alpha$.

Le tenseur de torsion et le tenseur de courbure ont une propriété d'antisymétrie qui se traduit par :

$$S_{\beta\alpha}^\gamma = -S_{\alpha\beta}^\gamma, \quad R_{\beta,\gamma\delta}^\alpha = -R_{\beta,\delta\gamma}^\alpha. \quad (\text{D.21})$$

Définition 22 - La *dérivée du champ vectoriel* $V(M)$ sur la variété V suivant la direction du champ vectoriel $U(M)$ appartenant à l'espace tangent $T_V(M)$ est le vecteur contravariant de composantes :

$$D_U(V) = u^\beta \nabla_\beta v^\alpha \epsilon^\alpha. \quad (\text{D.22})$$

Le champ vectoriel $V(M)$ est dit *transporté parallèlement à lui-même* le long d'une courbe C de V si, en tout point de C , la dérivée du champ suivant la tangente est nulle; on a alors : $u^\beta \nabla_\beta v^\alpha = 0$.

Théorème 1 - Sur toute variété riemannienne, il existe une connexion unique dont la torsion est nulle et dont la différentielle absolue du tenseur fondamental Γ est nulle :

$$S_{\beta\alpha}^\delta = 0, \quad D(\gamma_{\alpha s}) = 0. \quad (\text{D.23})$$

Conséquence : le transport parallèle sur les variétés riemanniennes sans torsion conserve le produit scalaire sur l'espace tangent $T_V(M)$.

Dans le cas où la torsion est nulle, nous pouvons remplacer dans l'équation (D.14) les ∂_μ par les ∇_μ . Cette même équation appliquée au tenseur fondamental Γ devient :

$$\begin{aligned} L_W(\Gamma) &= W^\sigma \nabla_\sigma \gamma_{\mu\nu} + (\nabla_\mu W^\lambda) \gamma_{\lambda\nu} + (\nabla_\nu W^\lambda) \gamma_{\mu\lambda} \\ &= \nabla_\mu W_\nu + \nabla_\nu W_\mu \\ &= 2 \nabla_{(\mu} W_{\nu)}. \end{aligned} \quad (\text{D.24})$$

Définition 23 - Un champ vectoriel $Y(X)$ tel que $L_Y(\Gamma) = 0$ (ce qui équivaut à $\nabla_{(\mu} Y_{\nu)} = 0$) est appelé *champ vectoriel de Killing*.

Définition 24 - Sur une variété riemannienne, les *relations de Ricci* relient les composantes de Γ aux coefficients de connexion :

$$d(\gamma_{\alpha\beta}) = \gamma_{\alpha s} \omega_{\beta}^s + \gamma_{s\beta} \omega_{\alpha}^s, \quad (D.25)$$

$$\partial_r(\gamma_{\alpha\beta}) = \gamma_{\alpha s} \Gamma_{\beta r}^s + \gamma_{s\beta} \Gamma_{\alpha r}^s, \quad (D.26)$$

$$D(\gamma_{\alpha\beta}) = 0. \quad (D.27)$$

En chaque point M de la variété, on définit les *crochet de Christoffel* par

$$[r, \alpha\beta] = \frac{1}{2} (\partial_{\alpha}(\gamma_{r\beta}) + \partial_{\beta}(\gamma_{r\alpha}) - \partial_r(\gamma_{\alpha\beta})) , \quad (D.28)$$

avec la symétrie : $[r, \alpha\beta] = [r, \beta\alpha] = \Gamma_{r, \alpha\beta}$.

On a également la relation : $\Gamma_{\alpha\beta}^{\delta} = \Gamma_{\beta\alpha}^{\delta} = [s, \alpha\beta] \gamma^{\delta s}$ (et bien sûr $\gamma_{\alpha\beta} = \gamma_{\beta\alpha}$).

Définition 25 - On appelle *tenseur de Ricci* d'une variété riemannienne le tenseur symétrique d'ordre 2 de composantes :

$$R_{\alpha\beta} = \gamma^{st} R_{s\alpha, \beta t}. \quad (D.29)$$

La *courbure* de la variété, notée ρ , est le produit contracté du tenseur de Ricci par le tenseur fondamental :

$$\rho = \gamma^{\alpha\beta} R_{\alpha\beta}. \quad (D.30)$$

On démontre la relation, dite *identité de Bianchi*, telle que

$$\nabla_{\alpha} \left(R_{\beta}^{\alpha} - \frac{1}{2} \gamma_{\beta}^{\alpha} \rho \right) = 0. \quad (D.31)$$

Le *tenseur d'Einstein* est le tenseur G de composantes covariantes ;

$$G_{\alpha\beta} = R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} \gamma_{\alpha\beta} \rho. \quad (D.32)$$

Définition 26 - Soient un espace euclidien E_n de dimension n et de métrique : $ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j$ et une variété riemannienne V_n de même dimension et de métrique : $d\sigma^2 = \gamma_{ij} dy^i dy^j$, ces deux métriques ayant la même signature, alors E_n et V_n sont *tangents* en un point M si en ce point : $\gamma_{ij}(y^k) = g_{ij}$ et *osculateurs* si $\partial_k(\gamma_{ij}(y^k)) = \partial_k(g_{ij})$.

Théorème 2 - La distance entre deux points M_0 et M_1 d'une variété riemannienne est la borne inférieure de la longueur des arcs de courbes différentiables qui lui appartiennent. Elle s'écrit :

$$s(M_0, M_1) = \text{Inf} \left[\int_{t_0}^{t_1} \left(\gamma_{ij} \frac{dy^i}{dt} \frac{dy^j}{dt} \right)^{1/2} dt \right]. \quad (D.33)$$

Les arcs pour lesquelles cette borne est atteinte sont appelés *géodésiques* et sont des solutions de l'équation :

$$\frac{d^2 y^i}{dt^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{dy^j}{dt} \frac{dy^k}{dt} = 0. \quad (\text{D.34})$$

D.3 Postulats fondamentaux de la relativité générale

D.3.1 Définition de l'espace-temps

L'univers physique, appelé *espace-temps*, peut être représenté par une variété riemannienne de dimension quatre, localement régulière de type hyperbolique normal. La métrique définissant la distance des événements spatio-temporel X et $X + dX$ est de la forme :

$$d\sigma^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (\text{D.35})$$

où les coefficients $g_{\mu\nu}$ sont symétriques et sont strictement liés au potentiel gravifique et $(\mu, \nu) \in [1, 2, 3, 4]^2$. La métrique est dite *lorentzienne* ou *pseudo-riemannienne* car elle est du type $(+, -, -, -)$.

A tout système de coordonnées locales $\{x^\mu\}_{\mu \in [1..4]}$, on associe un repère spatio-temporel. A tout changement de repère spatio-temporel, on associe un changement de système de coordonnées locales : par exemple, si la métrique de l'ancien repère est définie par l'équation (D.35) alors un changement de repère, tel que $x^\alpha = f^\alpha(y^\mu)$ où les y^μ sont les nouvelles coordonnées locales et les f^α des fonctions de classe C^k ($k \geq 2$), donnera une nouvelle métrique

$$ds^2 = \gamma_{\mu\nu} dy^\mu dy^\nu, \quad (\text{D.36})$$

avec la relation $dx^\alpha = \partial_\mu f^\alpha dy^\mu$ et en supposant la matrice Jacobienne localement régulière. Les relations de passage entre les composantes des tenseurs fondamentaux associés aux deux systèmes de coordonnées locales sont alors

$$\gamma_{\mu\nu} = (\partial_\mu f^\alpha) (\partial_\nu f^\beta) g_{\alpha\beta}. \quad (\text{D.37})$$

D.3.2 Espace de Minkowski

En chaque point de l'univers physique, l'espace vectoriel tangent à la variété représente l'espace-temps de Minkowski. Sa métrique, en coordonnées rectilignes, définissant la distance spatio-temporelle peut s'écrire :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx_1^2 - dx_2^2 - dx_3^2. \quad (\text{D.38})$$

Tout repère spatio-temporel est représentable par une infinité de corps emplissant tout l'espace et munis d'horloges indiquant chacune un temps arbitraire. En outre, la notion de distance spatiale entre deux corps perd toute signification en relativité générale.

D.3.3 Principe d'équivalence

Le *principe d'équivalence faible* postule l'égalité entre la masse inerte et la masse grave.

Le *principe d'équivalence fort* dit, quant à lui, que tout référentiel non inertiel est équivalent à la présence d'un champ gravitationnel.

D.3.4 Principe de covariance générale

Tous les repères sont équivalents pour la formulation des lois de la physique. Il est équivalent de dire que les lois de la physique sont covariantes par rapport à tout changement de repère spatio-temporel.

D.3.5 Trajectoire d'une particule

La trajectoire d'une masse libre est appelée *géodésique*. Pour un repère spatio-temporel donné, les géodésiques sont les extrémals de l'optimisation :

$$\delta \int_{x_1}^{x_2} d\sigma = 0 \quad (\text{D.39})$$

où $d\sigma = \sqrt{g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu}$.

Ainsi, l'équation des géodésiques dans l'espace-temps riemanien est définie par (voir l'équation (D.34))

$$\frac{du^\alpha}{d\sigma} + \Gamma_{\mu\nu}^\alpha u^\mu u^\nu = 0, \quad (\text{D.40})$$

où les u^α représentent les composantes du quadri-vecteur vitesse de la particule et sont définies par $dx^\alpha/d\sigma$.

D.3.6 Tenseur énergie-impulsion

La distribution énergétique d'un milieu quelconque est caractérisée par une forme quadratique définie positive appelée *tenseur énergie-impulsion*, notée T , de composantes contravariantes $T^{\mu\nu}$, symétrique et covariante par rapport à tout repère spatio-temporel. On a les relations :

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad \text{et} \quad T^{\mu\nu} = T^{\nu\mu}. \quad (\text{D.41})$$

Il y a proportionnalité entre T et le tenseur d'Einstein G . On appelle *équation d'Einstein* l'équation :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \gamma_{\mu\nu} \rho = 8\pi \mathcal{G} T_{\mu\nu} \quad (\text{D.42})$$

où \mathcal{G} est la constante gravitationnelle newtonienne.

Exemple : dans le cas d'un milieu continu, c'est-à-dire d'une distribution quasi-continue de particules (comme lorsque l'on considère un fluide parfait), le tenseur impulsion-énergie prend la forme suivante :

$$T^{\mu\nu} = (p + \epsilon) u^\mu u^\nu - p \gamma_{\mu\nu}, \quad (\text{D.43})$$

où p est la pression du fluide et ϵ sa densité d'énergie. Les u^α représentent les composantes du quadri-vecteur vitesse du fluide. Ce tenseur constitue une généralisation du cas plus simple où le fluide est au repos dans le référentiel choisi ; on a alors

$$T^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \epsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix}. \quad (\text{D.44})$$

D.4 Champ gravitationnel et trou noir

On considère ici une partie vide de l'espace-temps occupée par un champ gravitationnel à symétrie centrale : la métrique associée dépend alors de deux coordonnées spatiale et temporelle, notées r et t , mais également de deux coordonnées angulaires, notées θ et ϕ . Ces coordonnées peuvent être assimilées à des coordonnées sphériques. En outre, la symétrie centrale impose que tous les points ayant la même coordonnée r mesure le même intervalle $d\sigma$. La forme la plus générale de métrique, présentant les caractéristiques d'une symétrie centrale, est définie par

$$d\sigma^2 = -A(r, t) c^2 dt^2 + B(r, t) dr^2 + 2 C(r, t) dr dt - D(r, t) d\Omega^2, \quad (\text{D.45})$$

avec $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2$ et A, B, C et D des fonctions de classe C^k ($k \geq 2$). On montre de plus, que tout champ gravitationnel, dans le vide et à symétrie centrale, est statique (voir, par exemple, Landau & Lifshitz (1964)) : autrement dit, les fonctions précédentes ne dépendent pas de la coordonnée temporelle t . Cette situation physique est celle d'une masse ponctuelle située en $r = 0$ qui est à l'origine du champ gravitationnel.

Un premier changement de coordonnée $r \rightarrow r' = \sqrt{D(r)}$ permet de réexprimer la métrique sous la forme suivante

$$d\sigma^2 = -E(r') c^2 dt^2 + F(r') dr'^2 + 2 G(r') dr' dt - r'^2 d\Omega^2. \quad (\text{D.46})$$

Un second changement de variable $dt \rightarrow dt' = E(r') dt - G(r') dr'$ permet d'éliminer le terme en $dr dt$: on obtient

$$d\sigma^2 = \frac{1}{E(r')} c^2 dt'^2 + \left(F(r') - \frac{G^2(r')}{E(r')} \right) dr'^2 - r'^2 d\Omega^2. \quad (\text{D.47})$$

Enfin, en posant $r = r'$ et $t = t'$, on peut encore transformer cette dernière expression de la façon suivante

$$d\sigma^2 = \exp(2\Phi(r)) c^2 dt^2 - \exp(2\Psi(r)) dr^2 - r^2 d\Omega^2. \quad (\text{D.48})$$

Le système de coordonnées locales $(x^1, x^2, x^3, x^4) = (t, r, \theta, \phi)$ conduit alors à la définitions des coefficients de la métrique :

$$g_{11} = \exp(2\Phi(r)), \quad g_{22} = -\exp(2\Psi(r)), \quad g_{33} = -r^2, \quad g_{44} = -r^2 \sin^2 \theta, \quad (\text{D.49})$$

tous les autres coefficients étant nuls. A partir de l'équation (D.28), on calcule les symboles de Christoffel associés à la métrique : les seuls qui sont non nuls sont

$$\begin{aligned} \Gamma_{22}^2 &= \frac{d\Psi}{dr}, \quad \Gamma_{21}^1 = \frac{d\Phi}{dr}, \quad \Gamma_{44}^3 = -\sin \theta \cos \theta, \quad \Gamma_{33}^2 = -r \exp(-2\Psi(r)), \quad \Gamma_{34}^4 = \frac{1}{\tan \theta}, \\ \Gamma_{11}^2 &= \frac{d\Phi}{dr} \exp[2(\Phi(r) - \Psi(r))], \quad \Gamma_{23}^3 = \Gamma_{24}^4 = \frac{1}{r}, \quad \Gamma_{44}^2 = -r \sin^2 \theta \exp(-2\Psi(r)), \end{aligned} \quad (\text{D.50})$$

ainsi que les symboles obtenus, par symétrie, en permutant les deux indices du bas. Ces symboles permettent de déterminer, via les équations (D.20) et (D.29), les composantes du tenseur de Ricci et l'on obtient, enfin, avec l'équation (D.32), les composantes covariantes du tenseur d'Einstein : la première s'écrit

$$G_{11} = r^{-2} \frac{d}{dr} [r (1 - \exp(-2\Psi(r)))] . \quad (\text{D.51})$$

La résolution de l'équation d'Einstein s'effectue, ici, dans le vide : le tenseur impulsion-énergie est donc nul et $G_{11} = 0$. On déduit facilement

$$\exp(2\Psi(r)) = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{-1}, \quad (\text{D.52})$$

où r_g est une constante qui est déterminée, comme nous allons le voir, par les conditions aux limites.

Une autre composante du tenseur d'Einstein permet de calculer $\Phi(r)$: on a

$$G_{22} = \frac{1}{r^2} - \exp(-2\Psi(r)) \left(\frac{2}{r} \frac{d\Phi(r)}{dr} + \frac{1}{r^2} \right) = 0, \quad (\text{D.53})$$

ce qui conduit à

$$\exp(2\Phi(r)) = 1 - \frac{r_g}{r}. \quad (\text{D.54})$$

Lorsque $r \rightarrow +\infty$, l'espace-temps est assimilable à son espace vectoriel tangent (ou espace-temps de Minkowski). La constante r_g se détermine en considérant que l'on doit retrouver la loi de Newton à grande distance de l'objet central : l'annulation du tenseur de Ricci implique alors que

$$g_{11} = 1 + \frac{2\phi}{c^2}, \quad (\text{D.55})$$

avec ϕ , le potentiel newtonien, qui est égal à $-\mathcal{G} M/r$ où M est la masse de l'objet central. On appelle *rayon de Schwarzschild*, le rayon r_g tel que

$$r_g = \frac{2\mathcal{G} M}{c^2}, \quad (\text{D.56})$$

et la *métrie de Schwarzschild* est définie par

$$d\sigma^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{1 - \frac{r_g}{r}} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (\text{D.57})$$

Cette métrique fait apparaître deux singularités : la première pour $r = r_g$ et la seconde pour $r = 0$. Seule cette dernière singularité est indépendante du choix du système de coordonnées et constitue donc un point singulier de la variété espace-temps. En revanche, la première peut être levée en utilisant, par exemple, le système de coordonnées de Kruskal défini par

$$u = \left(\frac{r}{r_g} - 1\right)^{1/2} \exp\left(\frac{r}{2r_g}\right) \cosh\left(\frac{ct}{2r_g}\right), \quad (\text{D.58})$$

$$v = \left(\frac{r}{r_g} - 1\right)^{1/2} \exp\left(\frac{r}{2r_g}\right) \sinh\left(\frac{ct}{2r_g}\right), \quad (\text{D.59})$$

pour les coordonnées spatiale et temporelle. Cela donne la métrique suivante :

$$d\sigma^2 = \frac{4r_g^3}{r} \exp\left(\frac{r}{2r_g}\right) (du^2 - dv^2) + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (\text{D.60})$$

où r est une fonction de u et de v . On voit ainsi qu'il n'y a plus de singularité en $r = r_g$ alors qu'elle existe toujours pour $r = 0$. De plus, il est intéressant d'étudier le comportement de la différence $u^2 - v^2$ suivant la coordonnée r : celle-ci s'écrit

$$u^2 - v^2 = \left(\frac{r}{r_g} - 1\right) \exp\left(\frac{r}{r_g}\right). \quad (\text{D.61})$$

Pour une particule située en $r > r_g$, cette différence implique que $|du|/|dv| < 1$. Cela veut dire que l'intervalle $d\sigma^2 (< 0)$ est du genre *temps* : autrement dit, pour une vitesse suffisamment grande ($< c$), elle peut encore s'échapper du champ gravitationnel et r peut tendre vers l'infini.

Pour $r = r_g$, on obtient $|du|/|dv| = 1$ et l'intervalle $d\sigma^2$ est nul : on dit que ce dernier est du genre *lumière*. Un photon émis exactement à ce rayon dans la direction opposée à l'objet central ne pourra que tourner indéfiniment autour de ce dernier en $r = r_g$.

Enfin, pour $r < r_g$, on aura $|du|/|dv| > 1$ et l'intervalle $d\sigma^2$ devient du genre *espace* : aucune particule ne peut alors être immobile. Chaque particule atteint irrémédiablement la singularité centrale en un temps propre fini.

Un astre massif dont le rayon devient plus faible que r_g ne peut donc émettre aucun signal vers l'extérieur : il devient ce que l'on appelle un *trou noir* et la sphère de rayon r_g constitue l'*horizon des événements*. Notons que pour un astre d'une dizaine de masses solaires, le rayon de Schwarzschild atteint seulement les 300 km : c'est l'ordre de grandeur de la taille de l'objet central d'un sursaut gamma. Par ailleurs, la métrique de Schwarzschild permet, pour un observateur extérieur et immobile, situé en $r_{obs} \gg r_g$, de mesurer le temps mis par un signal lumineux émis en $r < r_{obs}$, pour parvenir jusqu'à lui suivant une direction radiale : ce temps, noté Δt , sera tel que

$$c \Delta t = \int_r^{r_{obs}} \frac{dr}{1 - \frac{r_g}{r}} = (r_{obs} - r) + r_g \ln \frac{r_{obs} - r_g}{r - r_g}, \quad (\text{D.62})$$

c'est-à-dire divergera lorsque $r \rightarrow r_g$. On peut dire que le temps, vu d'un observateur lointain, paraît donc *gelé* lorsque des événements se produisent à des distances très proches de r_g .

Quatrième partie

PUBLICATIONS

Liste des publications

I - Cosmic Rays and Neutrinos from GRBs : Predictions versus Acceleration Modeling, D. Gialis & G. Pelletier, Astroparticle Physics, 20 :323-333, December 2003. (astro-ph/0302231)

II - Which acceleration process for UHE-Cosmic Rays in Gamma-Ray Bursts ?, D. Gialis & G. Pelletier, Astronomy & Astrophysics, 425, 395-403, October 2004. (astro-ph/0402586)

III - High Energy Emission and Cosmic Rays from Gamma-Ray Bursts, D. Gialis & G. Pelletier, submitted to ApJ, 2004. (astro-ph/0405547)

I. Cosmic Rays and Neutrinos from GRBs : Predictions versus Acceleration Modeling

Abstract - The paper is devoted to the analysis of Fermi acceleration of protons in GRBs and its neutrino signature. We have compared the consequences of Bohm scaling and those of a Kolmogorov scaling, the latter being more reliable. The predictions about the energy limitation of UHE-protons by the various losses and the neutrino emissions turn out to be very sensitive to these scalings. We consider Kolmogorov scaling as the most realistic and predict a reasonable pp-neutrino emission around 100 GeV at the end of the radiative stage of the fireball expansion, for a large number of GRBs pending on their baryonic load. A second $p\gamma$ -neutrino emission is expected with the acceleration of protons in the radiation free stage, but with a synchrotron loss limitation immediately followed by a severe expansion loss limitation. According to the Kolmogorov scaling, the protons could not reach the UHE-range. Anyway the large possibility of a two component neutrino emission would be an interesting clue of cosmic ray physics.

Keywords : GRBs, Cosmic Rays, Neutrinos, Fermi processes.

I.1 Introduction

Gamma Ray Bursts (hereafter GRBs) are unique high energy phenomena in astrophysics because of their possibility to manifest all the interesting "astroparticles" processes, such as generation of high energy gamma rays, ultra high energy cosmic rays, high energy neutrinos and gravitational waves (see Dermer (2001) and Mészáros (2002)). The "fireball" model (Rees & Mészáros 1992) has been successful in explaining the afterglow stage, and its more elaborated form with the addition of internal shocks (Rees & Mészáros (1994), Paczyński & Xu (1994)) during the "free" expansion has been successful in explaining the light curve and gamma spectra (Fishman & Meegan (1995), Beloborodov et al. (2000)). Because of the highly relativistic dynamics necessarily involved in the GRB phenomenon, the generation of very high energy particles is expected through strong shocks and strong magnetic perturbations. Indeed GRB population could be a main source of UHE-cosmic rays which could be generated by the external shocks (Vietri 1995) or by the internal

shocks (Waxman 1995), and a flux of neutrinos produced by the collisions of the UHE-cosmic rays with the GRB gamma photon is reasonably expected (Waxman & Bahcall 1999).

In this paper, our intend is to look at the sensitivity of the predictions of cosmic ray and neutrino generation to the description of the Fermi acceleration process together with opacity effects for protons. We have analysed the consequences of two assumptions, one is the so called "Bohm scaling" assumption, the other is what we called "Kolmogorov scaling". The former consists in the statement that the Fermi acceleration time is proportional to the Larmor time of the accelerated particle, with a constant proportionality factor larger than unity (often chosen between 1 and 10 in the litterature). The latter consists in taking into account that the ratio between these two characteristic times depends on the rigidity of the particle through a law governed by the turbulence spectrum, as is confirmed by numerical works (Casse et al. 2001) , where no Bohm scaling has been found. In astrophysical media such as the solar wind, the interstellar medium, the turbulence spectrum is likely consistent with the Kolmogorov law.

The Bohm scaling is very convenient to make a first investigation of the high energy physics performances of the objects, and our prejudices are often grounded on this. However, in this paper, we will show that this scaling leads to unrealistic results. The analysis based on the Kolmogorov scaling is more reliable, and it turns out that it leads to very different conclusions, as we will present with details in the paper. The analysis is developed both in the radiation free stage and in the radiative stage. We especially emphasise the regime when the fireball is opaque to pp-collisions during the beginning of the internal shocks stage because of its baryonic load, which should occur for a large fraction of GRBs population. We make unusual predictions about the performance of cosmic ray generation, and about neutrino emission that could have two components, namely a non-thermal pp-neutrino emission and a $p\gamma$ -neutrino emission.

The paper is organised as follows. In section I.2, we briefly present the dynamical description we need for the estimation of the opacity effects, not only for photons but also for protons. In section I.3, we analyse the consequence of the fast acceleration regime governed by the Bohm scaling. In section I.4, we present the properties of the more progressive acceleration process governed by the Kolmogorov scaling and predict a reasonable non-thermal pp-neutrino emission with its spectrum. We investigate, more briefly in section I.5, the radiation free stage, where UHE-cosmic rays are expected to be accelerated and $p\gamma$ -neutrinos generated. We end the paper with a discussion that summaries our conclusions about cosmic ray and neutrino generations and the sensitivity of the predictions to the acceleration model.

I.2 Preliminary considerations

I.2.1 Dynamics of the fireball

In this subsection, we summarize all the results we need for this paper that describe the expansion of the fireball (Mészáros et al. 1993). The wind flow is considered to be a

set of discrete shells which are successively emitted with an energy $E_s = E/N_s$, where N_s is the total number of shells. The duration, t_w , of this wind flow provides with an interval of shell number, namely, $1 \leq N_s \leq c t_w / r_0$ where r_0 is the size of the central object.

At the very beginning of the expansion of a shell, the pressure is supposed to be dominated by the radiative pressure. The temperature, T , of the plasma which is mainly composed by electron-positron pairs is equal to the photon temperature. Considering a shell is initially spherical with a radius, r_0 , and with an energy emitted in γ -rays equal to E_s , we have

$$\frac{E_s}{(4/3)\pi r_0^3} = a T^4,$$

where a is the Stefan constant. Thus, the plasma temperature is

$$T = \left(\frac{3 E_s}{4\pi a r_0^3} \right)^{1/4}.$$

For an energy, E , in the neighborhood of 10^{51} ergs, a number of shells, N_s , of 20 and a radius, r_0 , of 10^7 cm, the temperature is below 10 MeV.

When a shell starts, the energy E_s is very upper to the baryon mass energy. We can define the ratio, η , between these two energies which is

$$\eta = \frac{E_s}{(M_b/N_s) c^2} = \frac{E}{M_b c^2} \gg 1$$

where M_b is the total baryonic mass ejected.

In the observer frame, the shell thickness, Δr , is supposed to remain constant and equal to r_0 until the broadening radius r_b (Goodman (1986), Mészáros et al. (1993)). Beyond this radius, defining the Lorentz factor, Γ , of the baryonic matter, the thickness becomes

$$\Delta r \simeq (r/c) \Delta v \simeq r/2\Gamma^2 \quad (\text{I.1})$$

In the same frame, we also define a radius, r_s , where the kinetic energy of baryonic matter reaches its saturation value. At this moment, the Lorentz factor $\Gamma = \Gamma_{max}$ is close to η .

In the co-moving frame, according to the Lorentz transformation, the shell thickness is given by

$$\Delta R = \Gamma \Delta r.$$

If we consider an adiabatic expansion of the shell, conservation of entropy in the co-moving frame for a radius lower to r_s is given by

$$r^2 \Gamma r_0 T^3 = \text{constant}. \quad (\text{I.2})$$

At the same time, conservation of energy is such that

$$r^2 \Gamma^2 r_0 T^4 = \text{constant} . \quad (\text{I.3})$$

From (I.2) and (I.3), we deduce two laws of evolution for $r \leq r_s$ which are $\Gamma(r) \propto r$ and $T(r) \propto r^{-1}$. Then, the saturation radius r_s can be defined by

$$r_s = \eta r_0 .$$

For η of the order of 300, we obtain $r_s \simeq 3 \times 10^9$ cm.

Beyond the radius r_s , the equation (I.2) is always valid but the Lorentz factor of the shell remains constant. In this case, the temperature is such that $T(r) \propto r^{-2/3}$. Considering $\Delta r \geq r_0$, the radius r_b , according to (I.1), satisfies $r_b \geq \Gamma^2 r_0$. At last, Γ is supposed to reach its saturation value, η , around r_s well before r_b . In fact, η is the average value of the saturation bulk Lorentz factor, and we have to bear in mind that deviations from this average is expected to generate internal shocks. The radius r_b is so defined by

$$r_b \simeq \eta^2 r_0 .$$

For η of the order of 300, we obtain $r_b \simeq 9 \times 10^{11}$ cm.

To conclude, all the different parameters of a shell we need, can be summarized by the next following expressions :

In the observer frame, the thickness of a shell is

$$\Delta r \simeq \begin{cases} r_0 & \text{for } r \leq r_b \\ r/\Gamma_{max}^2 \simeq r/\eta^2 & \text{for } r \geq r_b \end{cases} .$$

The Lorentz factor of a shell is such that

$$\Gamma(r) \simeq \begin{cases} r/r_0 & \text{for } r \leq r_s \\ \Gamma_{max} \simeq \eta & \text{for } r \geq r_s \end{cases} .$$

In the co-moving frame, the thickness of a shell becomes equal to

$$\Delta R \simeq \begin{cases} \Gamma r_0 \simeq r & \text{for } r \leq r_s \\ \Gamma_{max} r_0 \simeq \eta r_0 & \text{for } r_s \leq r \leq r_b \\ r/\Gamma_{max} \simeq r/\eta & \text{for } r \geq r_b \end{cases} . \quad (\text{I.4})$$

The temperature of the pair electron-positron plasma is such that

$$T(r) \simeq \begin{cases} 10 \times \left(\frac{T(r_0)}{10 \text{ MeV}} \right) \left(\frac{r_0}{r} \right) \text{ MeV} & \text{for } r \leq r_s \\ 10 \times \left(\frac{T(r_0)}{10 \text{ MeV}} \right) \left(\frac{r_0}{r_s} \right) \left(\frac{r_s}{r} \right)^{2/3} \text{ MeV} & \text{for } r \geq r_s \end{cases} ,$$

and the co-volume of a shell, $V_c(r)$, is

$$V_c(r) \simeq \begin{cases} \Omega r^3 & \text{for } r \leq r_s \\ \Omega \eta r_0 r^2 & \text{for } r_s \leq r \leq r_b \\ (\Omega/\eta) r^3 & \text{for } r \geq r_b \end{cases}, \quad (\text{I.5})$$

where Ω ($\simeq 4\pi/500$) is the opening angle of the emission.

The collision date (if any...), t_c , between two shells of Lorentz factor γ_1 and γ_2 , which started at two different times separated by Δt_0 is such that $t_c \simeq 2 \frac{\gamma_1^2 \gamma_2^2}{|\gamma_1^2 - \gamma_2^2|} \Delta t_0$, which leads to collisions at various distances r_c such that $r_c/r_b \sim \Delta t_0/t_0$ (see Daigne & Mochkovitch (1998)). For a long GRB having a duration $t_w \sim 10$ s, the maximum collision radius reaches the deceleration radius r_d . The light curve duration could be due to either the duration of the wind t_w or to the time spread of the shell at the most remote collision, namely, $\Delta t_d = t_d/\eta^2$. It turns out that this latter time is comparable to the duration of the wind of a long GRB, namely, 1 – 10 s. The observed millisecond variations should come from internal collisions located at a few r_b where $\Delta r_b \sim r_0$.

Anyway after a few r_b , all the shells mix up and form a single jet. That is the reason why volume and thickness of a shell can really be defined only before the broadening radius. After this radius, in the equations (I.4) and (I.5), they are undervalued.

I.2.2 Conversion of the GRB energy into cosmic rays

During the evolution, the energy of the fireball is shared between several forms : the thermal energy E_{th} , the magnetic energy E_m , the bulk kinetic energy, the cosmic ray energy E_\star and the energy in the form of hydromagnetic perturbations E_m^\star . The energy share E_m^\star is the reservoir for particle acceleration.

Until the saturation radius r_s , the ratio of the pair thermal energy over the fireball energy, $(a T^4 V_c)/E_s$, starts with a value close to unity and then decays as $1/r$. In this stage, the proton population is a tiny contribution both in number of particles and in energy. Assuming that the protons dominate the baryonic load, we get the total number of protons

$$N_p \simeq \frac{M_b}{m_p} \simeq 0.67 \times 10^{51} \left(\frac{\eta}{300} \right)^{-1} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right).$$

Thus, the density of protons by shell, $n_p(r)$, in the co-moving frame and before the broadening radius, is such that

$$n_p(r) \geq 10^{-4} \left(\frac{t_0}{1 \text{ ms}} \right) \left(\frac{t_w}{10 \text{ s}} \right)^{-1} \frac{N_p}{V_c(r)},$$

and the maximum value of $n_p(r)$ is equal to $N_p/V_c(r)$.

For $t_0 = r_0/c = 1$ ms, we can write

$$n_p(r) \geq \begin{cases} 2.7 \times 10^{27} \left(\frac{t_w}{10\text{ s}}\right)^{-1} \left(\frac{\eta}{300}\right)^{-1} \left(\frac{\Omega/4\pi}{2 \times 10^{-3}}\right)^{-1} \left(\frac{E}{10^{51}\text{ erg}}\right) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3} \text{ cm}^{-3} \\ 1.0 \times 10^{20} \left(\frac{t_w}{10\text{ s}}\right)^{-1} \left(\frac{\eta}{300}\right)^{-2} \left(\frac{\Omega/4\pi}{2 \times 10^{-3}}\right)^{-1} \left(\frac{E}{10^{51}\text{ erg}}\right) \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-2} \text{ cm}^{-3} \end{cases}$$

respectively for $r \leq r_s$ and $r_s \leq r \leq r_b$.

Considering $\eta = 300$, even if the GRB has a long duration about 10 s, the density of protons, at $r = r_s$, is larger than 10^{20} cm^{-3} . We note that, up to the saturation radius, the density of a shell is comparable to the density of a solid.

The corresponding ratio of the thermal energy of protons, $3T/(2\eta m_p c^2)$, starts with a very low value ($\sim 10^{-4}$) and decays like $1/r$ as well. The cosmic ray component is supposed to develop out of the proton thermal component and would grow up to several percents of E to account for a significant contribution of the UHE cosmic ray generation in the Universe. Assume that a fraction ξ_* of the proton population is injected into the cosmic ray component (i.e. $N_* = \xi_* N_p$) and that they reach a mean energy $\bar{\epsilon}(r) = \bar{\gamma}(r) m_p c^2$ in the co-moving frame. Then, the contribution to the energy of the fireball, in the observer frame, is given by

$$E_*(r) = \frac{\xi_* \bar{\gamma}(r) \Gamma(r)}{\eta} E$$

When the radius r reaches the saturation radius r_s , the energy of the cosmic ray component is equal to $\xi_* \bar{\gamma}(r) E / (1 + 4\xi_* \bar{\gamma}(r)/3)$. For a cosmic ray spectrum in ϵ^{-2} , $\bar{\gamma} = \log(\gamma_{max})$, which clearly shows that the goal of converting about 10 percents of the fireball energy into cosmic rays energy is achieved when a sizeable fraction of the protons are injected in the cosmic ray population.

Regarding the magnetic energy of the fireball, two points of view can be considered; either the magnetic field behaves like in a jet and the poloidal component decreases like $1/r^2$ thus its pressure decreases like the relativistic thermal pressure in $1/r^4$; whereas the toroidal component decreases more slowly; or the magnetic field of the shell disconnects from the central source; which is very likely. In this latter case, the magnetic energy of the shell is conserved as long as the dissipation is negligible (e.g. $B \propto V_c^{-1/2}$) and decays when the Fermi processes and/or reconnections become efficient in accelerating particles. Initially, the intensity of magnetic field is usually considered as of the order of the equipartition value, which means that the magnetic energy is a sizeable fraction of the fireball energy ($E_m(r_0) = \xi_m E$).

I.2.3 The importance of pp-collisions during the primeval stage

We begin with defining the radius r_* where a shell becomes optically thin with respect to Compton scattering. It can easily be checked that a typical shell width ΔR becomes smaller than the flow transverse radius after a short while, when $r > \eta \sqrt{\pi/4\Omega} r_0$ which is comparable to r_s . It will turn out that the photosphere is located at a much larger

distance for large enough η (see (I.6)) and therefore the opacity of a shell is determined by its width. The Compton opacity is $\tau_\star = \sigma_T n_e \Delta R$ where σ_T is the Thompson cross section. We assume $n_e \simeq n_p \simeq n_b$ and thus the co-moving baryon density is related to the wind mass flux \dot{M}_w by

$$n_b = \frac{\dot{M}_w}{\Gamma \Omega r^2 m_p c}$$

Moreover for $r > r_s$, the GRB energy is converted into relativistic kinetic energy such that the kinetic luminosity (kinetic energy flux) of the wind $L_w = E/t_w = \eta \dot{M}_w c^2$. For $r > r_s$, $\Gamma \simeq \eta$ and the Compton opacity is thus

$$\tau_\star = \frac{\sigma_T L_w}{\Omega m_p c^3 \eta^2} \frac{\Delta R}{r^2}.$$

We can define a critical value for η such that the photospheric radius is located at r_b , where shock acceleration starts. This critical value η_\star is given by

$$\eta_\star \equiv \left(\frac{\sigma_T L_w}{\Omega m_p c^3 r_0} \right)^{1/5} \simeq 570 \times \left(\frac{E}{10^{51} \text{erg}} \right)^{1/5} \left(\frac{t_w}{1 \text{s}} \right)^{-1/5} \left(\frac{\Omega/4\pi}{2 \times 10^{-3}} \right)^{-1/5}$$

The photospheric radius is such that

$$r_\star = \begin{cases} r_b (\eta_\star/\eta)^5 & \text{for } \eta \leq \eta_\star \\ r_b (\eta_\star/\eta)^{5/2} & \text{for } \eta \geq \eta_\star \end{cases}. \quad (\text{I.6})$$

These simple formulae illustrate the requirement of a large value of the asymptotic bulk Lorentz factor η in order to observe an optically thin X-ray spectrum. For η larger than the critical value, the internal shocks generate only a non-thermal spectrum just after r_b , whereas, for $\eta < \eta_\star$, the internal shocks start accelerating particles in an optically thick plasma. Assuming that the GRB energy varies within two orders of magnitude, the wind time by two orders of magnitude and the solid angle by one order of magnitude, the possible values of η_\star extend within an interval of one order of magnitude. However it is worth mentioning that this usual approach of the opacity issue is an underestimate of the opacity effects, because the coalescence of shells and ultimately their dissolution into a single jet increase the opacity.

The possibility for the internal shock scenario to partially operate in an optically thick regime is important when one consider pp-collisions. Indeed, any relativistic protons can collide with other protons (or neutrons) producing pions and thus neutrinos. The cross section, σ_{pp} , for this production is constant and equal to $2.7 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ when the kinetic energy of protons is larger than 1 GeV. The sheets become thin to pp-collisions always before the photosphere since $\tau_{pp} = n_p \sigma_{pp} \Delta R = 1$ at r_{pp} such that $r_{pp} = r_\star \sqrt{\sigma_{pp}/\sigma_T} < r_\star$ for $r_{pp} < r_b$ and $r_{pp} = r_\star \sigma_{pp}/\sigma_T < r_\star$ for $r_{pp} > r_b$. In this latter case, $r_{pp} \simeq 0.04 r_\star$; which occurs when $\eta \leq \eta_\star/2$. In this paper, we intend to emphasize the importance of this energy limitation to proton acceleration and estimate the resulting neutrino emission.

I.3 Consequences of a fast acceleration regime

In this section, we analyse the consequences of the usual assumption of a Bohm scaling for the Fermi process for both the energy distribution cut off and the depletion of the energy reservoir for acceleration.

I.3.1 Bohm scaling and energy losses

We first consider a Fermi acceleration process that is assumed to follow the so called Bohm's scaling namely characterized by its time scale proportional to the Larmor time, i.e. :

$$t_{acc} = \kappa_0 t_L = \kappa_0 \frac{10^{-4}}{Z} \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right)^{-1} s, \quad (\text{I.7})$$

where we take $\kappa_0 = 10$, as often assumed in astroparticle physics.

In the early phase, the cut off of the proton energy distribution can be caused by either the synchrotron loss or the pp-collisions; which is obtained by equating the acceleration time and the loss time. The synchrotron time t_{syn} is given by

$$t_{syn}^{-1} = \frac{4Z^4 \sigma_T \gamma}{3m c} \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 W_m,$$

where W_m is the density of magnetic energy.

This expression leads to the cut off energy :

$$\epsilon_{syn} \simeq 2.4 \times 10^{11} \frac{1}{\sqrt{\kappa_0}} \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right)^{-1/2} \text{ GeV}.$$

We consider now the limitation caused by pp-collisions. The cut off energy ϵ_{pp} is such that $(n_p \sigma_{pp} c) \kappa_0 t_L = 1$, and thus

$$\epsilon_{pp} \simeq \frac{10^4}{\kappa_0} \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right) \left(\frac{\eta^6}{\eta_*^5} \right) \left(\frac{r_0}{c} \right) \text{ GeV}.$$

At the broadening radius (r_b), where the magnetic field could be as high as 10^7 G , these two limitations are comparable :

$$\epsilon_{syn} \simeq 2.4 \times 10^7 \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-1/2} \left(\frac{B}{10^7 \text{ G}} \right)^{-1/2} \text{ GeV},$$

and

$$\epsilon_{pp} \simeq 3 \times 10^9 \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-1} \left(\frac{B}{10^7 \text{ G}} \right) \left(\frac{\eta}{300} \right) \left(\frac{\eta}{\eta_*} \right)^5 \text{ GeV}$$

During the expansion the ratio between these two limitations evolves such that

$$\frac{\epsilon_{pp}}{\epsilon_{syn}} \simeq 1.2 \times 10^3 \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{-1/2} \left(\frac{\eta}{300}\right) \left(\frac{\eta}{\eta_*}\right)^5 \left(\frac{B}{10^7 G}\right)^{3/2} \left(\frac{r}{r_b}\right)^2$$

which suggests that for any decrease of the magnetic field in $r^{-\alpha}$ with α between 1 and 2, the most severe limitation would be due to synchrotron losses. However we will show in the next subsection that such efficient Fermi acceleration would dissipate the magnetic energy very rapidly.

I.3.2 The depletion of the energy reservoir for acceleration

Such an efficient acceleration produces a strong depletion of the energy reservoir for particle acceleration. The previous results would make sense only if the depletion of the energy reservoir for particle acceleration is slow. This is exactly the purpose of this subsection.

Let E_m^* be the energy in the hydromagnetic perturbations (magnetic and kinetic energy) involved in the acceleration of particles. We assume that this is a sizeable fraction ξ_m^* of the total magnetic energy and that even the large scale magnetic field in the shell is mostly disconnected from the central source after a short while and thus is rather tangled. Therefore we assume that the total magnetic energy dissipates at the same rate than E_m^* . A minimum dissipation is assumed by considering its energy loss by particle acceleration only. According to (I.7), the acceleration power is $Q^+ = \frac{N_*}{\kappa_0 t'_{L0}} m_p c^2$, where t'_{L0} is the Larmor time for a proton of 1 GeV in the co-moving frame. The minimum depletion is then governed by $\dot{E}_m^* = -Q^+$, which reads :

$$\dot{E}_m^* = -\frac{E}{t'_*} \frac{\bar{B}}{B_*}, \quad (\text{I.8})$$

where we define a characteristic time t'_* at a given radius \tilde{r} where the magnetic field has an intensity B_* , such that

$$t'_* \equiv (\eta \kappa_0 \xi_m^* / \xi_*) t'_{L0}(B_*).$$

Clearly, this time measures the rate of depletion at the considered radius \tilde{r} and must be compared to the co-moving dynamical time $t'(\tilde{r}) = \tilde{r}/\Gamma c$. Let us make an estimate at r_b , the late stage actually ; for $B = 10^7$ G and $\epsilon = 1$ GeV, $t'_* \simeq 3 \times 10^{-8}$ s, whereas $t'(r_b) \simeq 10^{-2}$ s. This perturbation burning out within a few nanoseconds is not realistic at all. Before this stage, the depletion time is much shorter than the fireball dynamical time by a factor proportional to $(B r)^{-1}$ that goes at best like $r^{1/2}$ for $B \propto r^{-3/2}$ corresponding to magnetic energy conservation and the perturbations are burnt out almost immediately, their energy being radiated by photons and neutrinos. The observation of these perturbations in the light curve of gamma emissions suggests a much slower depletion ; which we will analyse in the next section.

I.4 The interest of a progressive acceleration regime

The Bohm scaling is often used in astroparticle physics, which sometimes can provide some rough estimate of the high energy cut off. But the true scaling (Casse et al. 2001) depends on the turbulence spectrum. We will assume that the perturbations are distributed according to the Kolmogorov law. This will significantly change the performance of the Fermi process and the conclusions about cosmic ray generation.

I.4.1 Kolmogorov scaling and energy losses

In the co-moving frame, the acceleration time depends on the speed $\beta_\star c$ of magnetic perturbations that scatter particles on both sides of the shocks. Considering the same average velocity, we have the relation

$$t_{acc} = \frac{t_s}{\beta_\star^2},$$

where the scattering time, t_s , can be expressed like

$$t_s = (\eta_b \rho^{\beta-1} \omega_L)^{-1}$$

with $\eta_b = \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{B^2}$ and $\rho = \frac{r_L}{l_c} \leq 1$ where l_c is the mean coherence length of the magnetic perturbations whose spectrum is supposed to be a power law of index β . According to the Kolmogorov theory, one can take $\beta = 5/3$ and, with $\kappa_0 = 1/(\beta_\star^2 \eta_b)$, we get

$$\kappa = \kappa_0 \rho^{-2/3}.$$

Considering $l_c \lesssim \Delta R$,

$$\rho = \frac{r_L}{\Delta R} \simeq \frac{\epsilon}{Z e B \Delta R c}$$

and we have

$$\kappa \simeq 2.2 \times 10^{-3} \left(\frac{\kappa_0}{10} \right) \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ GeV}} \right)^{-2/3} \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right)^{2/3} \left(\frac{\Delta R}{1 \text{ cm}} \right)^{2/3}.$$

The synchrotron limitation becomes

$$\epsilon_{syn} \simeq 1.2 \times 10^{19} \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-3/4} \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right)^{-5/4} \left(\frac{\Delta R}{1 \text{ cm}} \right)^{-1/2} \text{ GeV}. \quad (\text{I.9})$$

For $r = r_b$ ($\simeq 10^{12}$ cm), $B = 10^7$ G and $\Omega = 4\pi/500$, $\epsilon_{syn} \simeq 3.8 \times 10^5$ GeV.

As for the pp-collision limitation,

$$\epsilon_{pp} \simeq \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-3} \left(\frac{\eta}{300} \right)^3 \left(\frac{\eta}{\eta_\star} \right)^{15} \left(\frac{B}{10^7 \text{ G}} \right) \left(\frac{\Delta R}{10^{12} \text{ cm}} \right)^{-2} \left(\frac{r}{r_b} \right)^6 \text{ GeV}.$$

For $r \geq r_b$, $\Delta R = r/\eta$, defining $r_{b\star} \equiv \eta_\star^2 r_0$, we obtain

$$\epsilon_{pp} \simeq 2.0 \times 10^5 \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{-3} \left(\frac{B}{10^7 G}\right) \left(\frac{\eta_\star}{570}\right) \left(\frac{\eta}{\eta_\star}\right)^8 \left(\frac{r}{r_{b\star}}\right)^4 \text{ GeV}. \quad (\text{I.10})$$

This energy increases up to a maximum value reached at r_{pp} (when it's larger than r_b), namely,

$$\epsilon_{pp} \simeq 3.5 \times 10^2 \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{-3} \left(\frac{B}{10^7 G}\right) \left(\frac{\eta_\star}{570}\right) \left(\frac{\eta_\star}{\eta}\right)^4 \text{ GeV}. \quad (\text{I.11})$$

As long as $r < r_{pp}$, the energy limitation is clearly due to pp-collisions rather than synchrotron losses. These results show, first, that it is not possible to accelerate protons beyond 100 GeV before the fireball becomes thin for protons at r_{pp} , for $\eta > \eta_\star$; second, that, for $\eta < \eta_\star/2$, the proton energy could increase above 100 GeV. For instance, if $\eta = \eta_\star/3$, $r_\star \simeq 240 r_b$, $r_{pp} \simeq 10 r_b$, B weakens by a factor $(r_{pp}/r_b)^{-\alpha} \simeq 3.2 \times 10^{-2}$ with $\alpha = 3/2$ and thus compensates the increase due to η . Therefore the energy remains of order 100 GeV. We have to examine how this regime changes the rate of perturbation energy depletion.

In the opposite situation where the protons are not accelerated beyond GeV in the opaque stage, for $\eta > \eta_\star$ and/or $B < 10^5 \text{ G}$ at r_b , nucleosynthesis is possible as shown by Lemoine (Lemoine 2002).

I.4.2 The depletion of the energy reservoir for acceleration

Taking into account the variation of κ in the acceleration power, we define a new characteristic time t'_\star which is quite different from the last one :

$$t'_\star \equiv (\eta \kappa_0 < \rho^{2/3} >^{-1} \xi_m^\star / \xi_\star) t'_{L0}(B_\star) .$$

For a power law distribution, not harder than ϵ^{-2} , $< \rho^{2/3} > \sim \rho_0^{2/3}$, ρ_0 being the rigidity for 1 GeV. For bell type distribution of standard deviation $\bar{\epsilon}$, $< \rho^{2/3} > \sim < \rho(\bar{\epsilon})^{2/3} >$. Compared to the Bohm regime, the Kolmogorov regime increases this time by a factor $\rho_0^{-2/3}$. At r_b we get a more extended time of the order of 0.1 s, which is much more realistic than in the Bohm scaling case. If r_{pp} is significantly larger, the depletion behaviour is changed such that t'_\star/t' decreases instead of increasing like in Bohm regime. Indeed in Kolmogorov regime, this ratio scales like $B^{-1/3} r^{-5/9}$, which decreases when B decreases less slowly than $r^{-5/3}$.

For a more detailed estimate, we integrated the differential equation (I.8) which, after some algebra, leads to the following result :

$$\frac{E_m}{E_m(r_b)} = \left[1 - \frac{E}{E_m(r_b)} \frac{t'(r_b)}{5t'_\star(r_b)} \left(1 - \left(\frac{r}{r_b} \right)^{-5/6} \right) \right]^6 .$$

In fact, the perturbations are burnt out in a fraction $\delta t'$ of $t'_\star(r_b)$, which can be obtained directly from the differential equation (I.8) :

$$\delta t' = t'_\star(r_b) \frac{E_m(r_b)}{E} ,$$

which confirms the previous statement of a reasonable depletion time.

I.4.3 The pp-neutrino emission

In this subsection, we give an evaluation of the number of emitted pp-neutrinos and we calculate their energy spectrum.

The pp-collisions produce neutrinos after some reactions which are

$$\begin{aligned}
 p + p &\longrightarrow D + \pi^+ \\
 &\quad p + p + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0 \\
 p + n &+ \pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0 \\
 2n &+ 2\pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0
 \end{aligned}$$

The production of mesons π^- and π^+ gives neutrinos et μ -mesons through the decay reactions

$$\begin{aligned}
 \pi^- &\longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\
 \pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu
 \end{aligned} \tag{I.12}$$

and other neutrinos are produced after

$$\begin{aligned}
 \mu^- &\longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\
 \mu^+ &\longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu .
 \end{aligned} \tag{I.13}$$

Let's write energy of different particles

$$\begin{aligned}
 m_{\pi^\pm} &\simeq 140 \text{ MeV}/c^2 \\
 m_\mu &\simeq 105 \text{ MeV}/c^2 . \\
 m_{e^\pm} &\simeq 0.5 \text{ MeV}/c^2
 \end{aligned}$$

Thus, neutrinos coming from (I.12) have a minimum energy equal to

$$\epsilon_{\nu_\mu} \simeq \frac{m_{\pi^\pm}^2 - m_\mu^2}{2 m_{\pi^\pm}} \simeq 30 \text{ MeV}$$

and decay of μ -mesons (I.13) gives neutrinos having a minimum energy which varies from 25 to 50 MeV.

Let $f_\nu(\epsilon_\nu)$ be the energy distribution of neutrinos, normalised such that $\int f_\nu(\epsilon_\nu) d\epsilon_\nu = n_\nu$, the number density of neutrinos; and $f_\star(\gamma)$ the Lorentz factor distribution of relativistic protons, normalised such that $\int f_\star(\gamma) d\gamma = n_\star$, the number density of relativistic protons. The kinetic equation for neutrinos can be written in a simplified way as follows :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_\nu + c \vec{n} \cdot \nabla f_\nu = \xi_\nu \nu_{pp} \int f_\star(\gamma) \delta(\epsilon_\nu - \gamma_c \epsilon_0) d\gamma , \tag{I.14}$$

where ϵ_0 is the average energy of the neutrinos generated by the pp-collision in the center of mass frame (above estimated), ξ_ν the average number of produced neutrinos at each collision and γ_c the Lorentz factor of the collision frame. The energy of the emitted neutrinos remain close to the minimum values because the pions do not take all the energy available above the threshold, but just a little excess above it, the remaining energy being kept by the proton or the neutron. Therefore the number ξ_ν is just a few. The Lorentz factor $\gamma_c \sim \sqrt{\gamma}$, where γ is the Lorentz factor of the relativistic proton. So we can easily deduce that, for $f_\star \propto \gamma^{-s}$, the energy flux of neutrinos is in ϵ_ν^{-2s+2} , between ϵ_0 and $\epsilon_0 \sqrt{\epsilon_{pp}/m_p c^2}$, in the co-moving frame. For $s = 2$, a neutrino spectrum in ϵ_ν^{-2} is expected between 5 GeV and 150 GeV, typically, for the observer frame seeing the GRB flow coming front.

Assuming an isotropic neutrino emission in the co-moving frame, the power emitted is

$$\dot{E}'_\nu = \Omega \xi_\nu \epsilon_0 \int \nu_{pp} n_\star r^2 d(\Delta R) , \quad (\text{I.15})$$

where the integral over the width extends down to the lower bound at r_{pp} , corresponding to $\tau_{pp} = 1$. Thus $E'_\nu = t'_w \Omega \xi_\nu \epsilon_0 c n_\star r_{pp}^2$. The quantity $t'_w \Omega c n_\star r_{pp}^2$ is the number of relativistic protons $\xi_\star N_p$ which have flown through the "proto"-sphere during the GRB event. Finally, we get a simple formula giving the amount of neutrino energy in the co-moving frame :

$$E'_\nu = \xi_\star \xi_\nu \frac{\epsilon_0}{m_p c^2} \frac{E}{\eta} . \quad (\text{I.16})$$

For an observer seeing the GRB shells coming front, the neutrino energy emission is multiplied by the bulk Lorentz factor, thus $E_\nu = \xi_\star \xi_\nu (\epsilon_0/m_p c^2) E$ which reasonably leads to $E_\nu \sim 10^{-3} - 10^{-2} E$. The number of emitted neutrinos by a GRB is simply $\xi_\nu N_\star$. A neutrino telescope of collecting surface A can receive $N_\nu A/4\pi D^2$ from a GRB exploding at a distance D . For example, a GRB occurring at 100 Mpc can provide with 10^5 neutrinos crossing a km^2 -detector. However, the number of events recorded by the detector is obtained by multiplying this number by the detection probability which is quite low.

In the same process, π^0 -decay occurs and generates gamma photons. An excess of these photons could be seen in the gamma spectrum; they superimpose a spectrum in ϵ_γ^{-2s+2} on the synchrotron spectrum due to the electrons. Because we focused on proton acceleration and neutrino emission, we disregarded the interesting issue of the neutron component which can decouple under some conditions (Derishev et al. 1999).

I.5 The stage of UHE Cosmic Rays acceleration

Because of their magnetic field intensity and the size of their wind, the GRBs are considered as possible accelerators of UHE-cosmic rays (Vietri (1995), Waxman (1995)) : for $r > r_b$, particles could reach the maximal energy beyond which they are no longer

confined, $\epsilon_{max} = Z e B r$, namely

$$\epsilon_{max} = 7.7 \times 10^{21} \left(\frac{B}{10^7 G} \right) \left(\frac{r}{10^{12} cm} \right) eV,$$

for a proton ($Z = 1$).

I.5.1 Proton energy in the transparent stage

We examine the loss limitation suffered by the protons after crossing the "proto"-sphere. After the equation (I.9), we have already given the value of the maximum energy due to the synchrotron loss at r_b ; thus, it scales like :

$$\epsilon_{syn} \simeq 3.8 \times 10^5 \left(\frac{B(r_b)}{10^7 G} \right)^{-5/4} \left(\frac{r}{r_b} \right)^{(5\alpha-2)/4} GeV . \quad (I.17)$$

It will turn out that this value is above the threshold of the $p\gamma$ -process, but is far below the range expected for getting UHE-Cosmic Rays. For $\alpha = 3/2$, this range would be reached at a few $100 r_b$.

The expansion loss can be significant. Indeed, the cut off energy is obtained by setting $t_{acc} = t' = t/\Gamma$ in the co-moving frame, and the limitation, ϵ_{exp} , is such that

$$\epsilon_{exp} \simeq 10^5 \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-3} \left(\frac{\eta}{300} \right) \left(\frac{B(r_b)}{10^7 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{1-\alpha} GeV . \quad (I.18)$$

Whereas the synchrotron loss diminishes with distance, the expansion limitation becomes more and more severe (see figure I.1). Moreover, it can easily be checked that the escape time due to transverse diffusion is always much longer than the expansion time.

I.5.2 The $p\gamma$ -neutrino emission

A signature of VHE-protons acceleration is expected with the neutrino production resulting from the photo-production of pions, which is efficient to produce neutrinos through the Δ - *resonance* (the so-called GZK effect) :

$$\begin{aligned} & \stackrel{(2/3)}{\rightarrow} p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma + \gamma \\ p + \gamma & \rightarrow \Delta^+ \\ & \stackrel{(1/3)}{\rightarrow} n + \pi^+ \rightarrow \dots \rightarrow p + e^+ + e^- + \nu_e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \quad (I.19)$$

The threshold of the process is such that $\epsilon_p \epsilon_\gamma \geq \frac{1}{2} m_n m_\pi - \frac{1}{4} m_\pi^2$, which leads to a threshold for the proton Lorentz factor $\gamma_{th} \sim 10^4$, the energy of the photons being in the keV range

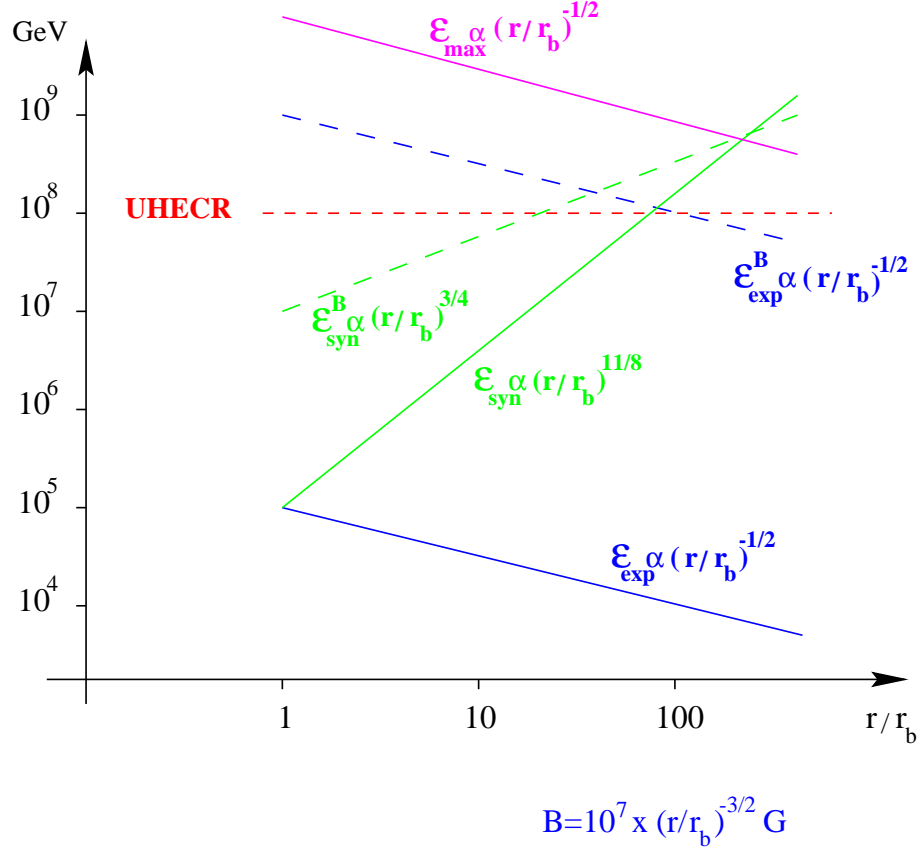


FIG. I.1 – Diagram of energy limitation in the co-moving frame for $\alpha = 3/2$: the dashed lines show the result of the Bohm scaling and the solid lines are obtained with the Kolmogorov scaling. The horizontal dashed line represents the lowest UHECR range limit.

in the co-moving frame. As previously seen, γ_{max} is at least ten times larger than γ_{th} . The GRBs are likely opaque to this process until the shells reach the radius $r_{p\gamma}$ such that

$$r_{p\gamma} = \left(\frac{\sigma_{p\gamma} E_\gamma}{\Omega \bar{\epsilon}_\gamma} \right)^{1/2}, \quad (\text{I.20})$$

where $\bar{\epsilon}_\gamma$ is the average energy of the target photons in the observer frame (typically 1 MeV); which puts this $p\gamma$ -”proto”-sphere at a rather large radius of 1.5×10^{15} cm for $E_\gamma = 0.1 E$.

In the collision frame, the energy of a pion, generated sufficiently above the threshold, is $\epsilon'_\pi \simeq \epsilon'_p \simeq \epsilon'_\gamma \simeq \gamma \epsilon_\gamma (1 - \cos \theta)$, where γ is the Lorentz factor of the proton. The emitted neutrinos have an energy which is a fraction α_0 ($\simeq 5\%$) of the pion energy. Similarly to the statistical treatment of the pp -collisions, we write a simplified (with delta approximation instead of a function smoothed by angle averaging) kinetic equation for the isotropic

distribution of the neutrinos generated by $p\gamma$ -collisions in the co-moving frame, which is :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_\nu + c \vec{n} \cdot \nabla f_\nu = \xi_\nu c \sigma_{p\gamma} \int_{\gamma > \gamma_{th}} f_\star(\gamma) d\gamma \int f_\gamma(\epsilon_\gamma) \delta(\epsilon_\nu - \alpha_0 \gamma^2 \epsilon_\gamma) d\epsilon_\gamma . \quad (\text{I.21})$$

Integrating both sides of the equation over the co-volume and the proper time, we easily get the number of emitted neutrinos :

$$N_\nu = \xi_\nu N_\star^> = \xi_\nu N_\star \left(\frac{1}{\gamma_{th}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right) , \quad (\text{I.22})$$

where $N_\star^>$ is the number of cosmic rays above the $p\gamma$ -threshold energy, the last result being obtained for a γ^{-2} proton distribution. The integration, like in the case of pp -collisions, starts at the $p\gamma$ -”proto”-sphere. The total energy radiated by neutrinos in the co-moving flow is also derived easily from the kinetic equation :

$$E'_\nu \sim \alpha_0 \xi_\nu N_\star \log \left(\frac{\gamma_{max}}{\gamma_{th}} \right) \bar{\epsilon}'_\gamma . \quad (\text{I.23})$$

The logarithm factor is obtained for a γ^{-2} distribution of protons and can easily be modified. This result can also be rewritten in the observer frame as follows :

$$E_\nu \sim \alpha_0 \gamma_{th} \bar{\epsilon}_\gamma \log \left(\frac{\gamma_{max}}{\gamma_{th}} \right) N_\nu . \quad (\text{I.24})$$

The energy radiated in the form of $p\gamma$ -neutrinos is $E_\nu \sim 10^{-7} E$. Numerical computation of such spectra has been done (see Mücke et al. (1998)). The kinetic equation also provides with the neutrino spectrum. Assuming f_\star is a power law distribution and that the energy distribution of target photons is $\epsilon_\gamma f_\gamma \propto \epsilon_\gamma^{-\alpha}$, we get a power law energy spectrum for the neutrinos, namely

$$\epsilon_\nu^2 \frac{dN_\nu(> \epsilon_\nu)}{d\epsilon_\nu} \propto \epsilon_\nu^{-\frac{s-1}{2}} ,$$

in an energy range depending on the energy range of the protons since $\epsilon_\nu \simeq \alpha_0 \gamma^2 \epsilon_\gamma$. These spectra are given in the co-moving frame. For the observer, they are Doppler beamed with the bulk Lorentz factor of the relativistic wind. However, the number of events is so low that it is still “virtual” to talk about a spectrum...

I.6 Discussion

In order to account for the non-thermal and highly variable gamma emission of GRBs, the fireball model and the internal shock model have been designed with baryonic load parameter η that has been supposed large enough to get a relativistic wind achieving a large Lorentz factor $\Gamma \sim \eta$. However, it turns out that opacity effects could easily be significant at the beginning of the emission. We stress that point through a discussion involving a critical value η_\star of the baryon load parameter. Indeed one emphasis of this paper is to

analyse the opacity of the GRB to relativistic protons with respect to pion production by pp-collisions. Actually, the opacity condition relative to pp-collision is not far from the Compton opacity condition. Therefore it is reasonable to think that a significant fraction of the GRBs experience proton Fermi acceleration with efficient pp-collisions revealed by neutrino radiation.

During a stage of pp-opacity, we have shown that Fermi acceleration leads to conclusions about the pp-process that are very sensitive to the choice of the efficiency law of the acceleration. We have shown that the Bohm scaling assumption leads to an efficient proton acceleration that would be limited by synchrotron loss, whereas the correct law governed by the turbulence spectrum (Kolmogorov law was used) leads to very different estimates and the pp-collisions process turns out to be the main limitation of the proton energy. Moreover, the excessive efficiency of the Bohm scaling would make the acceleration to deplete its energy reservoir in a time too short to maintain the gamma emission. The most important surprise raised in estimating the energy limitation in the radiation free stage. Indeed, the expansion limitation turns out to be drastic with the Kolmogorov law and maintains the proton energy below a few 10^5 GeV.

The analysis of the paper indicates that a double neutrino emission can be expected with many GRBs, namely a stage of pp-neutrino emission followed by a stage of $p\gamma$ -neutrinos. The number of emitted pp-neutrinos gives the amount of relativistic protons; and the number of $p\gamma$ -neutrinos gives the number of protons above the threshold, which is about 10^{-4} less. We proposed an analytical shape of the neutrinos spectra, as well as the photon spectrum generated by the π^0 -decay.

The magnetic field intensity is an important parameter that controls the proton acceleration and the synchrotron losses. The neutrino emissions significantly depend on its value at the crucial distance r_b . We took a high but still reasonable value of $10^7 G$ at this distance; if we take less, the synchrotron limitation is less important, but the expansion limitation, which controls the highest energy of the protons in the GRB, becomes more severe, and also the pp-neutrino emission becomes less energetic. If we unduly take more, synchrotron losses dominate over pp-collisions and the acceleration is more efficient against the expansion losses, however not sufficient to get UHE-cosmic rays... This paper does not exclude the possibility of UHE-cosmic ray generation in GRBs. It simply states that its achievement with Bohm scaling is not reliable and leads to observational inconsistencies and that its achievement with Kolmogorov scaling is impossible... We think that there is another possibility (Pelletier (1999), Pelletier & Kersalé (2000)) that deserves a detailed investigation that we will present in a forthcoming paper.

Acknowledgement : The authors are grateful to Frédéric Daigne, Gilles Henri, Martin Lemoine and Eli Waxman for fruitful discussions.

II. Which acceleration process for Ultra High Energy Cosmic Rays in Gamma Ray Bursts ?

Abstract - In this paper, we have made an accurate investigation of proton acceleration in GRBs and we have predicted a possible signature of cosmic rays, in a sufficiently baryon-loaded fireball, via GeV γ -ray emission produced by π^0 -meson decay. If two ungrounded assumptions are removed, namely, Bohm's scaling and a slow magnetic field decrease, the usual Fermi processes are unable to generate ultra high energy cosmic rays (UHECRs) in GRBs. We propose to develop another scenario of relativistic Fermi acceleration in the internal shock stage. We present the results of a realistic Monte-Carlo simulation of a multi-front acceleration which clearly shows the possible generation of UHECR. The amount of energy converted into UHECRs turns out to be a sizeable fraction of the magnetic energy.

Keywords : gamma rays : bursts - ISM :cosmic rays - acceleration of particles.

II.1 Introduction

Gamma Ray Bursts (hereafter GRBs) have been considered as promising sources of Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECRs) either through the external ultrarelativistic shock (Vietri 1995) or through the internal shocks (Waxman 1995). The acceleration at the external shock does not achieve this goal when the external medium is a standard interstellar medium (Gallant & Achterberg 1999). As for the internal shocks, first and second order Fermi processes would achieve this goal with the extreme assumption of a cosmic ray mean free path of the order of its Larmor radius (so-called Bohm's scaling). In a previous paper (Gialis & Pelletier 2003), we have shown that such scaling is physically inconsistent for two reasons ; first, the law is not validated by numerical simulations (Casse et al. 2001) and second, even if inappropriately used, it would lead to tremendously fast magnetic energy depletion in the fireball. We also have considered a more realistic Kolmogorov scaling but a severe expansion loss limitation does not make it possible. These arguments are developed in Sects. II.2 and II.3 of this paper, together with the important issue of the magnetic field profile. Because both the global energy budget of the fireball and

the Hillas criterium are in favour of the generation of UHECRs, we have made a detailed investigation of a different Fermi process proposed by Pelletier & Kersalé (2000) and Pelletier (1999). In this kind of Fermi process, reviewed in Sect. II.4, the sheets invoked in the internal shock model are considered as relativistic hydromagnetic fronts that scatter cosmic rays. Thus, cosmic rays undergo a relativistic Fermi acceleration, similar to a kind of second order process through multiple interactions with all the fronts in the relativistic wind. Actually, this is not a second order Fermi process because no expansion is allowed in the relativistic regime, the energy jump being large at each scattering. The generation of cosmic rays resulting from these multiple scatterings is very different from generation obtained by a superposition of the individual first order contributions of each shock.

In Sect. II.5 we describe a realistic Monte-Carlo simulation of this process, taking into account several dynamical parameters in a conical expanding fireball, for several intensities and profiles of the average magnetic field. The results are presented in Sect. II.6; they suggest a good efficiency of the process of acceleration of UHECRs and give a prediction of the time at which they are created during the internal shock stage. Finally, we establish a possible diagnosis of cosmic rays in GRBs through γ -ray emission by π^0 -meson decay which would be easily detected by HESS observatory, 5@5 experiment and GLAST.

II.2 Preliminary considerations

The goal of the generation of UHECRs in GRBs is to reach a maximum energy close to the confinement energy limit above which the Larmor radius becomes larger than the correlation length of the magnetic field, namely

$$\epsilon_{cl} = Z e \Gamma B \ell_c. \quad (\text{II.1})$$

In Eq. (II.1), B is measured in the co-moving frame; the correlation length, ℓ_c , also measured in the co-moving frame, stretches with the expansion of the fireball. This length keeps the same order of magnitude as the characteristic size of the subshells and follows the same scaling, where the Lorentz factor is related to the velocity β_0 through $\Gamma = 1/\sqrt{1-\beta_0^2}$. This is the reason why we assume $\ell_c \sim \Delta R \sim r/\Gamma$ taking r as the distance of a fluid element from the explosion center in the observer frame; Γ is the bulk Lorentz factor after the saturation radius. Hereafter, we suppose that Γ reaches the maximum value $\eta = E/M_b c^2$ where E is the total energy emitted and M_b is the total baryonic mass ejected. Then, Equ. (II.1) becomes

$$\epsilon_{cl} \simeq 10^{21} \left(\frac{B}{10^6 G} \right) \left(\frac{r}{10^{-6} pc} \right) eV. \quad (\text{II.2})$$

The Fermi acceleration by internal shocks starts at a distance of the order of $r_b \equiv \eta^2 r_0$ (about 10^{12} cm) which is currently defined as the broadening radius i.e the distance after which the shells broaden. Thus, in this model, a magnetic field of at least 10^6 G is necessary at this radius to achieve UHECR production. Since the product $B r$ decreases like $r^{1-\alpha}$ (with $1 \leq \alpha \leq 2$), super-GZK protons could be produced between r_b and $100 r_b$

for $\alpha = 3/2$ and between r_b and $10 r_b$ for $\alpha = 2$. We note that no generation of UHECRs is possible for B smaller than a few 10^5 G in the internal shock model. Regarding the Fermi acceleration at the external ultrarelativistic shock, its intensity must reach 100 G at the deceleration radius ($\sim 10^{-2}$ pc) corresponding to the equipartition value with the pressure of the shocked plasma. Let us examine this case first.

II.2.1 External shock

The Fermi acceleration of supra-thermal particles at the external ultrarelativistic shock was suggested by Vietri (1995) and it has recently been reviewed by Vietri et al. (2003). As mentioned before, a 100 G magnetic field is required to obtain UHECRs. If the usual interstellar medium is considered, with a μ G magnetic field, even with the shortening of the acceleration time due to the ultrarelativistic shockfront, namely $t_u \sim t_L/\Gamma_s$, as shown by Gallant & Achterberg (1999), UHECRs cannot be produced. Moreover the amplification of the pre-existing cosmic ray distribution does not provide enough UHECR flux. The only hope is through the consideration of a different external medium, as for instance a pulsar wind bubble such as considered by Gallant & Achterberg (1999).

II.2.2 Internal shocks

The internal shock model has been designed (Mészáros et al. 1993) to account for variability observed in the light curve. Indeed millisecond variability, as observed in some GRB light curves, cannot be explained in the framework of a single sheet colliding with the interstellar medium. The most interesting feature of the multiple sheet model is that the time variability at the origin of the flow is observable thanks to the following scheme. Let us consider two sheets that leave the central engine separated by a time interval Δt , respectively with Lorentz factor Γ_1 and Γ_2 . A collision occurs when $\Gamma_2 > \Gamma_1$ at a time that can be expressed by

$$t_c \simeq \frac{2\Gamma_1^2 \Gamma_2^2}{\Gamma_2^2 - \Gamma_1^2} \Delta t.$$

Assuming an instantaneous shock pulse, some time spreading, $\Delta t_s = t_c/2\Gamma^2$, is observed and thus this duration corresponds to the original time interval. The shortest variabilities (~ 1 ms) correspond to the typical time scale associated with the size of a black hole of a few tens of solar masses (namely r_0/c). Such a first collision takes place around the distance r_b . Longer variations correspond to collisions at a more remote distance up to a maximum distance determined by the duration of the flow Δt_w . This maximum distance is $r_{max} \sim r_b c \Delta t_w / r_0$, with $c \Delta t_w / r_0 \simeq 3 \times 10^3 (\Delta t_w / 1s)$, which gives the proper length of the flow in the co-moving frame $\ell_0 = \beta c \Gamma \Delta t_w$. The duration of the flow during the internal shock phase is therefore $\Delta t_{max} \sim (r_b/r_0) \Delta t_w \sim \eta^2 \Delta t_w$. This phenomenon is observed during a time interval shortened by the propagation effect, namely $\Delta t_{obs} = (1 - \beta) \Delta t_{max} \simeq \Delta t_{max}/2\eta^2 \sim \Delta t_w$. The previous value of r_{max} determines the range of the acceleration process that extends from r_b to r_{max} which is not far from the

deceleration radius $r_d \sim 10^{16} \text{cm}$.

The Fermi acceleration (first or second order) in the internal shock model is usually considered (Waxman 1995) as mildly or sub-relativistic with a characteristic time proportional to the Larmor radius (Bohm scaling). However, in a recent paper (Gialis & Pelletier 2003), we have shown that this assumption is not realistic regarding the magnetic energy depletion time. Moreover, the Fermi acceleration time depends on the mean free path, $\bar{\ell}$, of the particle in an irregular magnetic field. This length depends on two other lengths, namely the Larmor radius, r_L , and the correlation length, ℓ_c : for a turbulence spectrum of magnetic perturbations that follows a power law of index β the following law, which is known in weak turbulence theory, has been extended into the regime of strong turbulence and large rigidities such that $r_L < \ell_c$ (Casse et al. 2001) :

$$\bar{\ell} = \frac{r_L}{\eta_t} \left(\frac{r_L}{\ell_c} \right)^{1-\beta}, \quad (\text{II.3})$$

where $\eta_t = \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{\langle B^2 \rangle}$. The Bohm scaling $\bar{\ell} \sim r_L$, which holds for electrostatic turbulence, does not apply for purely magnetic irregularities on large scales; no theory nor numerical simulation has confirmed Bohm's conjecture. The Bohm estimate corresponds only to the specific case where the magnetic field is totally disorganised and the Larmor radius is as large as the correlation length, which is not the case in GRBs.

According to a Kolmogorov scaling with $\beta = 5/3$, we have shown (Gialis & Pelletier 2003) that GRBs are unable to produce UHECRs with this acceleration process because of a strong expansion limitation in energy

$$\epsilon_{exp} \simeq 10^4 \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-3} \left(\frac{\eta}{300} \right) \left(\frac{B_*(r_b)}{10^4 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{1-\alpha} \text{GeV}, \quad (\text{II.4})$$

where κ_0 is the ratio of the acceleration time over the Larmor time for a Larmor radius that equals the correlation length of the magnetic field. This limitation, measured in the co-moving frame, is more severe than the synchrotron one and suggests that we have to consider another type of process to achieve high energy. This is the purpose of Sect. II.4.

II.2.3 The magnetic field evolution

The flow that reaches the beginning of the acceleration range is disconnected from the source if $c\Delta t_w < r_b$. In that case, the sheets that compose the flow start to expand with carrying a magnetic field that decays like r^{-2} , as argued by Mészáros et al. (1993). This is the most severe assumption on the evolution of the magnetic field in the attempt to accelerate particles. Some authors (Waxman 2003) claimed that it decays like r^{-1} , because this would be consistent with the synchrotron interpretation of the GRB spectrum; this would require an amplification of the magnetic field in the vicinity of the shocks. We think that this would occur only in narrow layers behind the internal shocks and would be beneficial for electron acceleration. As for the high energy protons, especially those

candidates for UHECRs, they necessarily explore a major part of the flow because of their large Larmor radii, and they experience a magnetic field that decays faster than r^{-1} , unless the flow is still connected with the source and carries a current associated with a toroidal field. In computations, for the sake of compromise, we have considered a field that decays like $r^{-3/2}$, which means that the magnetic energy is conserved in the shells. However, to demonstrate the capability of GRBs to produce UHECRs, we will also investigate the conservative case of a magnetic field decaying like r^{-2} .

Because we will need some magnetic field intensity at the beginning of the acceleration range, we need to assume $B_0 \sim 10^{15}$ G at the black hole scale $r_0 \sim 10^7$ cm. However, for the work presented in this paper, we do not consider a situation where the magnetic field would dominate during the adiabatic expansion. The case of a magnetic field dominated expansion is interesting from the point of view of particle acceleration, but requires different modeling, postponed for future work.

II.3 The distribution function resulting from internal shocks

In this paper, we will introduce an acceleration process additionnal to the usual internal shock acceleration. However we will consider this additionnal process as operating above 1 GeV and below the expansion cut off mentioned in Sect. II.2.2 (see Eq. (II.4)). This yields an ϵ^{-2} -spectrum in the frame \mathcal{R}_Γ moving with a Lorentz factor Γ , in which the distribution function is almost isotropized. In fact, we will see later on that the highest energy part, especially that part accelerated by the additional process, is not fully isotropized. Because we will present numerical results in the observer frame (or, more properly, in the stationary frame of the source \mathcal{R}_0), it is useful to show how this truncated distribution looks in this frame.

In the co-moving frame \mathcal{R}_Γ , the distribution is almost isotropized by turbulence, at least for the lower energy part, and the phase-space distribution function can be written

$$f^{co}(\epsilon_{co}, \mu_{co}) = K \epsilon_{co}^{-4} \quad (\text{II.5})$$

with $K = \frac{n_\star}{4\pi \ln \gamma_m}$ for $1 < \epsilon_{co} < \gamma_m$ and it is null otherwise. The Lorentz factor γ_m corresponds to the cut-off energy due to expansion.

In the stationary frame \mathcal{R}_0 , the distribution is highly anisotropic, since the proton energy, ϵ , is such that $\epsilon = \delta(\mu) \epsilon_{co}$ where $\delta(\mu) \equiv 1/(\Gamma(1 - \beta_0 \mu))$. The angular distribution is such that

$$\rho_0(\mu) = \frac{1}{2\Gamma^2 (1 - \beta_0 \mu)^2}, \quad (\text{II.6})$$

where $\Gamma \gg 1$ implies values very close to 1 for μ .

The Lorentz invariance of the phase-space distribution function leads to an energy distribution function \bar{f} such that

$$\bar{f}(\epsilon) \equiv 2\pi \epsilon^2 \int_{-1}^1 f(\epsilon, \mu) d\mu = \frac{2\pi K \epsilon^{-2}}{\beta_0 \Gamma} \int_{1/2\Gamma}^{2\Gamma} P(\delta) \delta^2 d\delta \quad (\text{II.7})$$

with $P(\delta) = 1$ for $\epsilon/\gamma_m < \delta < \epsilon$ and 0 otherwise.

In the frame \mathcal{R}_0 , one can summarize the effect of the anisotropy on the shape of the energy distribution function produced by the internal shocks as follows (see appendix) :

$$\bar{f}(\epsilon) \propto \begin{cases} \epsilon & \text{for } \epsilon < 2\Gamma \\ \epsilon^{-2} & \text{for } 2\Gamma < \epsilon < 2\Gamma \gamma_m \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

As we will see in Sect. II.5, a numerical simulation gives an illustration of the previous results about this distribution function resulting from a first stage of internal shock acceleration. It constitutes the "initial" condition of an additional Fermi acceleration process that we consider in the next section.

II.4 Relativistic Fermi acceleration by multiple fronts

In this section, we present the properties of hydromagnetic fronts in GRBs and we show that the Fermi acceleration process resulting from scattering off relativistic magnetized fronts constitutes an interesting solution for UHECR generation.

II.4.1 Characterization of the hydromagnetic fronts in GRBs

The internal shock model accounts for the light curves of GRBs that display fast variations, sometimes on a millisecond scale. This typically requires a number N_s of sheets around 10-100, with Lorentz factors Γ_k ($k = 1, 2, \dots, N_s$) between 10^2 - 10^3 with respect to the frame \mathcal{R}_0 (Daigne & Mochkovitch 1998). This means that they are mildly relativistic in the co-moving frame \mathcal{R}_Γ with Lorentz factors $\gamma_k \simeq 2$, and we will refer to an average value γ_\star . For instance, assume that half of the sheets run forwards at a velocity β_\star with respect to \mathcal{R}_Γ , and half of them run backwards at a velocity $-\beta_\star$, then we have a lower Lorentz factor $\Gamma_\star^- = \Gamma/2\gamma_\star$ and an upper Lorentz factor $\Gamma_\star^+ = 2\gamma_\star\Gamma$ with respect to \mathcal{R}_0 .

The cosmic rays can be scattered by these sheets provided that they carry a sufficiently high magnetic field. Indeed they are scattered by magnetic sheets if and only if their Larmor radius is smaller than the thickness δ_k of the magnetic profile of the considered sheet. Particles of larger Larmor radius cross the front with just a small pitch angle jump of order δ_k/r_L . We assume that δ_k is of the order of the thickness of the sheet and follows its evolution. Therefore, we assume an average thickness $\delta \simeq r/\Gamma^2$ measured in the stationary frame \mathcal{R}_0 . Consequently, particles of energy larger than $Ze\Gamma B_\star \delta$, where B_\star is the average magnetic field in a sheet located at radius r , have a negligible interaction

with the magnetic front. Thus, it is important to specify the interaction limit, ϵ_k , for each sheet along the flow. We adopted the following scheme : we assume a prescribed value of the magnetic field $B_\star(r_b)$ for each sheet at the distance r_b and then any sheet carries a magnetic field of intensity decreasing with the distance r like $r^{-\alpha}$ with $\alpha \in [1, 2]$ (we will look at the case $\alpha = 3/2$ and $\alpha = 2$ for the reason explained in Sect. II.2.3). Now in the frame of each sheet, the particles are scattered with no preferred direction and we can adopt either a mirror reflection or a random scattering. Both will give similar energy gains as will be seen later on ; however we will choose the random scattering for the numerical simulation.

Very high intensities of the magnetic field are allowed if we consider that the fireball results from the merging/collapse of a compact neutron star, namely 10^{15} G. For instance, a decrease of the magnetic field with $\alpha = 3/2$ and an average Lorentz factor of 300, lead to $B_\star(r_b) \simeq 3 \times 10^6$ G for 100 sheets. We emphasize that this is a maximum value for a given number of sheets. Thus the specification of the magnetic field is crucial, for it controls both the acceleration through scattering of particles having an energy lower than the interaction limit $\epsilon_k \propto r^{1-\alpha}$ and the spreading and decimation of the scattering sheets, responsible of both acceleration and expansion loss.

Because of the forward and backward, mildly relativistic, motions of the sheets with respect to the co-moving frame \mathcal{R}_Γ , no isotropic distribution function can be built, only an axisymmetric and mirror-symmetric distribution is obtained. Assuming for instance a random scattering scheme (i.e. tendency of isotropization by each sheet), we obtain an angular distribution in this frame which is close to a superposition of two anisotropic distributions generated through the isotropic scattering by both forward (moving at $+\beta_\star$) and backward (moving at $-\beta_\star$) perturbations :

$$\rho(\mu) = \frac{1}{2\gamma_\star^2} \frac{1 + \beta_\star^2 \mu^2}{(1 - \beta_\star^2 \mu^2)^2}. \quad (\text{II.9})$$

II.4.2 The relativistic Fermi process

The efficiency of the Fermi process with relativistic scattering fronts for the acceleration of supra-thermal particles was emphasized by Pelletier (1999). This process consists in an interaction of a relativistic particle having an initial 4-vector momentum (ϵ_1, \vec{p}_1) in the stationary frame \mathcal{R}_0 with a magnetized front of velocity $\vec{\beta}_k$ (with corresponding Γ_k). We denote by primes physical quantities in the magnetized front frame \mathcal{R}_k and we define the angle between $\vec{\beta}_k$ and \vec{p}_1 by its cosine μ_1 just before the interaction. The Lorentz transformation gives us the following equations :

$$p'_1 \simeq \Gamma_k (1 - \beta_k \mu_1) p_1, \quad (\text{II.10})$$

$$\mu'_1 \simeq \frac{\mu_1 - \beta_k}{1 - \beta_k \mu_1}, \quad (\text{II.11})$$

and assuming $\epsilon_1 \simeq p_1 c$ (≥ 1 GeV).

The scattering does not change the particle energy in the magnetized front frame and the pitch angle (cosine) μ'_1 is randomly changed into μ'_2 . Denoting by 2 the physical quantities after the interaction, the reversed Lorentz transformation leads to

$$p_2 \simeq \Gamma_k^2 (1 + \beta_k \mu'_2) (1 - \beta_k \mu_1) p_1, \quad (\text{II.12})$$

$$\mu_2 \simeq \frac{\mu'_2 + \beta_k}{1 + \beta_k \mu'_2}. \quad (\text{II.13})$$

However to estimate the energy gain, it is necessary to calculate this in the frame where the distribution function is even in terms of the cosine of the pitch angle, namely in \mathcal{R}_Γ . The following unprimed quantities are now measured in \mathcal{R}_Γ . Therefore the energy gain per scattering spreads from $(1 - \tilde{\beta}_k)/(1 + \tilde{\beta}_k) \simeq 1/4\gamma_k^2$ (for rear-on collision) to $(1 + \tilde{\beta}_k)/(1 - \tilde{\beta}_k) \simeq 4\gamma_k^2$ (for head-on collision), the $\tilde{\beta}$ being the velocities measured in \mathcal{R}_Γ . Since the distribution function is even in μ in \mathcal{R}_Γ , the average energy gain per interaction is $\simeq \gamma_\star^2$ for both the random scattering and the mirror reflection schemes, γ_\star being the average value of the γ_k . For example, a proton which initially has an energy of 100 GeV could achieve an energy of 10^{10} GeV after about 12 interactions with $\gamma_\star = 2$, whereas 6 Fermi cycles would amplify its energy by a factor 64 since the gain per Fermi cycle remains smaller than 2 (after the first one) (Gallant & Achterberg 1999). Therefore the interest of multi-front interactions compared to the acceleration in a single relativistic shock is that the full energy gain $\sim \gamma_\star^2$ can be obtained at each scattering with crossing fronts, and could generate UHECRs if the cosmic rays undergo enough scatterings off the magnetized fronts. We will see further on that this required number of scatterings puts a constraint on the number of sheets.

II.5 Description of the numerical simulation

II.5.1 Initial conditions

We have considered a conical box representing the ultrarelativistic flow around the broadening radius r_b ($\simeq 10^{12}$ cm). In the stationary frame \mathcal{R}_0 , the initial box height, corresponding to the flow length, is given by $c \Delta t_w$ and the transversal size of the flow is equal to $\sqrt{\Omega/\pi} r$ with $\Omega \simeq 4\pi/500$, the opening angle of the flow. Using a Monte-Carlo simulation, we randomly put in the flow a set of identical (same mass) baryonic layers (or sheets) with an uniform Lorentz factor distribution between 10^2 and 10^3 considered by several authors (Daigne & Mochkovitch 1998; Piran 2000) to reproduce the GRB light curves from internal shocks. Following previous simulations (Kobayashi et al. 1997), we consider a number of layers of about several times ten. For a layer with a Lorentz factor of Γ_k at a distance r the width is equal to r/Γ_k^2 and the transverse radius is the same as that of the flow.

The isotropic suprathermal proton population is initially injected in each layer with an energy spectrum in the co-moving frame proportional to ϵ'^{-2} between 1 GeV and a cut-off

energy

$$\epsilon_c = 10^4 \left(\frac{B_\star(r_b)}{10^4 G} \right) GeV, \quad (II.14)$$

according to the strong expansion limitation in energy (see Eq. (II.4)). In the stationary frame \mathcal{R}_0 , a Lorentz transformation provides the energy, ϵ , of a proton

$$\epsilon = \Gamma_k (1 \pm \beta_k \beta_r^c) \epsilon', \quad (II.15)$$

where β_r^c is the radial velocity of the proton in the co-moving frame of the sheet and ϵ' its energy. One can note that the energy ϵ' of a proton in the co-moving frame \mathcal{R}_k can be amplified by a factor $2\Gamma_k$ in the stationary frame.

For each proton, we initially define a random pitch angle cosine as defined in Sect. II.3 (see Eq. (II.6)). We have plotted in Fig. II.1, for $B_\star(r_b) = 10^3$ G and $B_\star(r_b) = 10^4$ G, the initial energy repartition of the proton population, in the observer frame, which depends on three independent random parameters namely Γ_k , β_r^c and ϵ' .

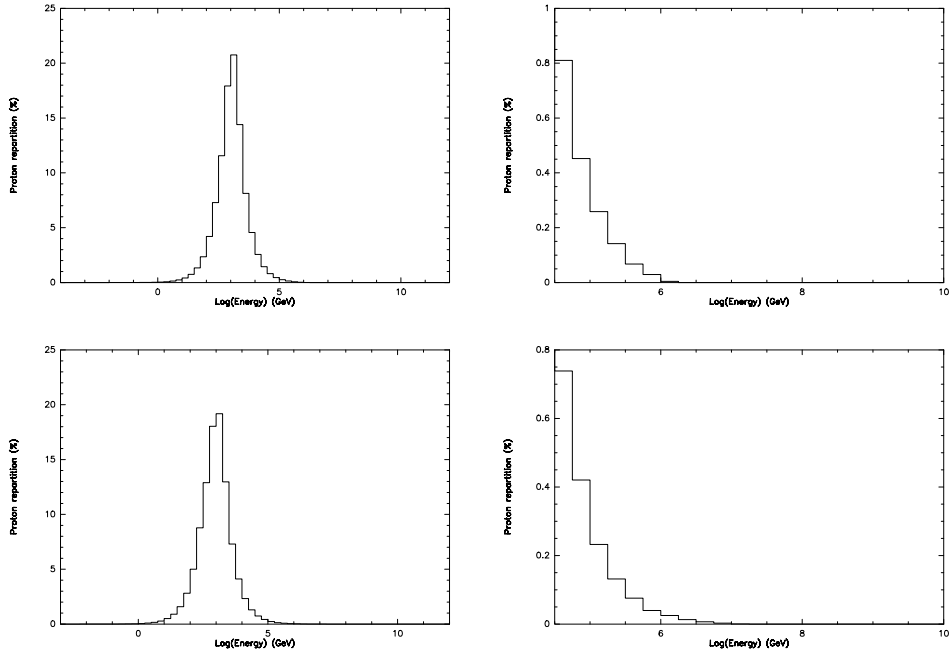


FIG. II.1 – The proton repartition in the stationary frame \mathcal{R}_0 calculated with the simulation and before the additionnal acceleration Fermi process : this proton population is just the result of a statistical superposition of the contribution of every sheet. Top for a magnetic field at r_b of 10^3 G. Bottom : $B_\star(r_b) = 10^4$ G. According to the initial distribution function calculated in Sect. II.3 and the cut-off energy (Eq.(II.14)), the higher the magnetic field, the more the distribution spreads over high energy.

II.5.2 Temporal evolution

We describe here the temporal evolution in our Monte-Carlo simulation. The Lorentz factor distribution leads to collisions of different sheets during the numerical process between r_b and $300 r_b$ (about $r_d/3$ for $r_d = 10^{15}$ cm or $r_d/30$ for $r_d = 10^{16}$ cm) which is sufficient to determine the fraction of UHECRs according to the confinement limit (see Sect. II.2). We have considered the simple case where the result of a collision of two identical sheets is a single sheet having a Lorentz factor defined by $\sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2}$ where Γ_1 and Γ_2 are the Lorentz factors of the sheets before colliding. The total number of sheets decreases with time and this reduces the interaction probability with protons in the flow even if the sheet width and the transversal radius increase like r in our model.

The first collision of a sheet defines the time from which its protons are released into the flow and can interact with all sheets. After a proton-sheet interaction, which is spatially defined by comparing respective positions, we randomly assign a new pitch angle for the proton and its energy is changed according to Eq. (II.12). We assume that all interactions are instantaneous. Indeed, the magnetic scattering duration inside a sheet, τ_s , can be neglected; for a proton with energy ϵ' in the co-moving frame, it can be expressed by

$$\tau_s = 1.1 \gamma_\star \times 10^{-10} \left(\frac{B_\star}{10^6 G} \right)^{-1} \left(\frac{\epsilon'}{1 GeV} \right) s, \quad (\text{II.16})$$

and it is very small compared to the mean free path time $r/cN_s > 1$ s.

The proton energy limitation for an interaction (or magnetic scattering) is given by the interaction limit calculated in each layer (see Sect. II.2 and paragraph II.4.1); for a given proton, the higher its energy is, the more transparent the medium is to it and its escape probability becomes important. This limitation is far more important than the transverse escape. We also have neglected the synchrotron losses for protons because the synchrotron limitation, in the co-moving frame \mathcal{R}_Γ , is over 10^5 GeV at r_b and next, increases like r^2 for $B_\star \propto r^{-2}$ and $r^{11/8}$ for $B_\star \propto r^{-3/2}$ (Gialis & Pelletier 2003).

II.6 Numerical results and discussion

II.6.1 Generation of UHECRs

The numerical Monte-Carlo simulation clearly shows that a sizeable part of cosmic rays is produced by the relativistic Fermi process stretching the initial distribution tail up into the UHE range (see Fig. II.2); for any magnetic field intensity higher than 10^4 G at r_b , the relativistic Fermi acceleration by multiple fronts leads to a production of UHECRs with a fraction larger than 10^{-6} for a given initial proton distribution as prescribed in Sect. II.5. Table II.1 summarizes the results for different values of $B_\star(r_b)$ and of the flow duration. We have chosen a typical number of sheets, N_s , of 50 at the beginning of the process and, first, a magnetic field that decreases like $r^{-3/2}$, second, a magnetic field that decreases like r^{-2} .

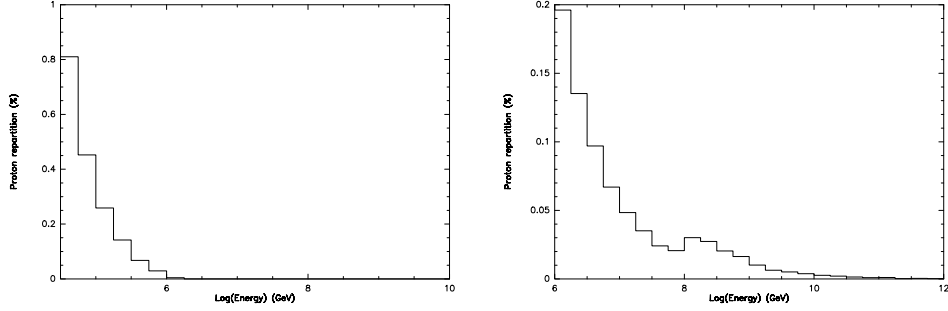


FIG. II.2 – The initial proton distribution (left figure) is strongly modified by the Fermi acceleration process in the high energy range where an UHECR population appears (right figure) with $B_{\star}(r_b) = 10^4$ G, $\Delta t_w = 10$ s, $N_s = 50$.

Flow duration (in s)	Magnetic field at r_b		
	10^4 G	10^5 G	10^6 G
0.5	5.4×10^{-5}	1.5×10^{-4}	3.6×10^{-4}
1.0	6.3×10^{-5}	1.9×10^{-4}	4.1×10^{-4}
5.0	5.1×10^{-5}	1.8×10^{-4}	4.8×10^{-4}
10.0	2.0×10^{-5}	1.2×10^{-4}	3.2×10^{-4}

TAB. II.1 – The UHECR ($> 10^{10}$ GeV) fraction generated by relativistic Fermi acceleration in the Monte-Carlo simulation. A number of 50 layers is considered here and the flow duration varies from 0.5 s (short GRB) to 10.0 s (long GRB). The magnetic field decreases as $r^{-3/2}$.

The determination of the time of UHECR creation which has been made for different values of the wind duration and the magnetic field (see Fig. II.4) shows that UHECR generation mainly happens at the very beginning of the internal shock phase; more precisely, UHECR generation can be achieved before $\sim 300 r_b$ (or $\sim 10^4$ s) which corresponds to only a few percent of the internal shock phase duration ($\gtrsim 10^5$ s). There are two conditions that govern the ending of the multi-front acceleration : first, the maximum value of the interaction limit ϵ_k assigned at the radius r_b through the value of the magnetic field there; and second, the decrease of the interaction energy limit with distance. Indeed, the lowest interaction energy limit (see Sect. IV) to get UHECRs is about 10^{19} eV at r_b for $B_{\star}(r_b) = 10^4$ G; the difference between this energy and the UHE range ($\gtrsim 10^{20}$ eV) is almost at the maximum possible value of the energy jump (the maximum gain being about 16), and then the gap quickly becomes too high with time to be jumped by a proton in a single proton-sheet interaction, since the interaction limit decreases like $\epsilon_k \propto r^{1-\alpha}$. However, we have shown (see Sect. IV) that only a small number of interactions ($\gtrsim 10$) is necessary to achieve the UHE range. The simulation directly provides this number per proton : whatever the flow duration between 0.5 and 10 s and for a magnetic field of 10^4

G at r_b , the results confirm that a sizeable fraction of protons ($> 2.0 \times 10^{-3}$) undergoes more than 10 interactions with the hydromagnetic fronts and, consequently, can easily achieve the UHE range (see Fig. II.3). Moreover, Table II.1 indicates that the energy amount converted into UHECRs at the beginning of the Fermi process is high enough to constitute a sizeable fraction of the total magnetic energy.

Finally, a magnetic field decreasing in r^{-2} leads to a lower resulting fraction of UHECRs but a sizeable one again : for instance, for a magnetic field $B_\star(r_b) = 10^4$ G, this fraction is about 8.0×10^{-6} with $\Delta t_w = 10$ s and 2.6×10^{-5} with $\Delta t_w = 0.5$ s.

Let us now give arguments concerning the number of sheets required to produce UHECRs. The numerical simulation shows that the acceleration stops because of the decimation of the sheets due to expansion (the mean free path increases like $\bar{\ell}_s \propto r$) and mostly due to decrease of the interaction energy limits ($\epsilon_k \propto r^{-1}$ for $B_\star \propto r^{-2}$) which rarefies the scattering medium for increasing energies. Since $\bar{\ell}_s/r$ is given by the number of sheets N_s , namely $\bar{\ell}_s/r = 1/N_s$, a simple estimate of the minimum number of sheets can be given. At each scattering, a particle migrates towards a region of lower interaction limit and roughly, after n scatterings $\epsilon_s(n) = (1 - q)^n \epsilon_s(0)$, where $q = (\alpha - 1)/N_s$ and ϵ_s denotes the local scattering energy limit, rather than the interaction limit associated to a specific sheet. So the acceleration stops when the number of scatterings is such that $\gamma_\star^{2n} \epsilon_0 \sim (1 - q)^n \epsilon_s(0)$, which leads to the following number of scatterings :

$$n_c \sim \frac{\ln \left(\frac{\epsilon_s(0)}{\epsilon_0} \right)}{\ln \left(\frac{\gamma_\star^2}{1-q} \right)} \quad (\text{II.17})$$

Since we expect that the energy reached after n_c scatterings is not far from the maximum value of the interaction limit, it requires $n_c q < 1$, and thus

$$N_s > \frac{\ln \left(\frac{\epsilon_s(r_b)}{\epsilon_0} \right)}{\ln \gamma_\star^2} . \quad (\text{II.18})$$

To get particles that will reach an energy at least equal to the interaction limit at r_b with $\gamma_\star = 2$ and $B_\star(r_b) = 10^4$ G, we need more than 13 to 17 sheets.

Since the process tends to produce cosmic rays that reach an energy close to the local scattering limit, the integrated distribution function reflects the evolution of the scattering limit, which is directly given by the magnetic field decay. For an intensity of the magnetic field decreasing like r^{-2} , the scattering limit decreases like r^{-1} , and for a continuous flow during Δt_w , the cosmic ray density decreases like r^{-2} . Therefore the integrated energy distribution function is

$$\frac{dN_\star}{d\epsilon} = \int \delta(\epsilon - \epsilon_s(r)) n_\star \Omega r^2 dr \propto \int \delta(\epsilon - \epsilon_s(r)) \frac{d\epsilon_s}{\epsilon_s^2} \propto \epsilon^{-2} . \quad (\text{II.19})$$

Thus we obtain an ϵ^{-2} -spectrum over 4 decades, because the range of scattering limit energy stems from the acceleration range that extends from r_b to $\sim r_d$.

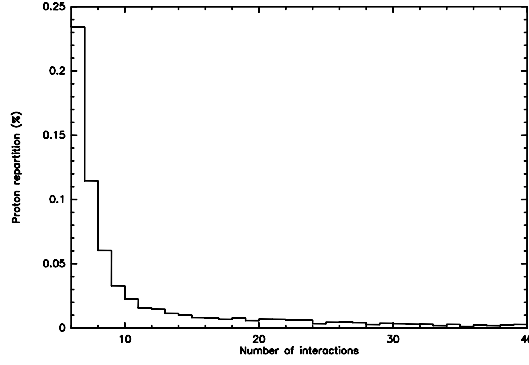


FIG. II.3 – The proton repartition as a function of the number of interactions (or scatterings) for a magnetic field at r_b of 10^4 G and for a wind duration $\Delta t_w = 10$ s : a sizeable fraction of protons ($> 2.0 \times 10^{-3}$) undergoes a sufficient number of interactions (≥ 10) and this makes the generation of UHECRs possible.

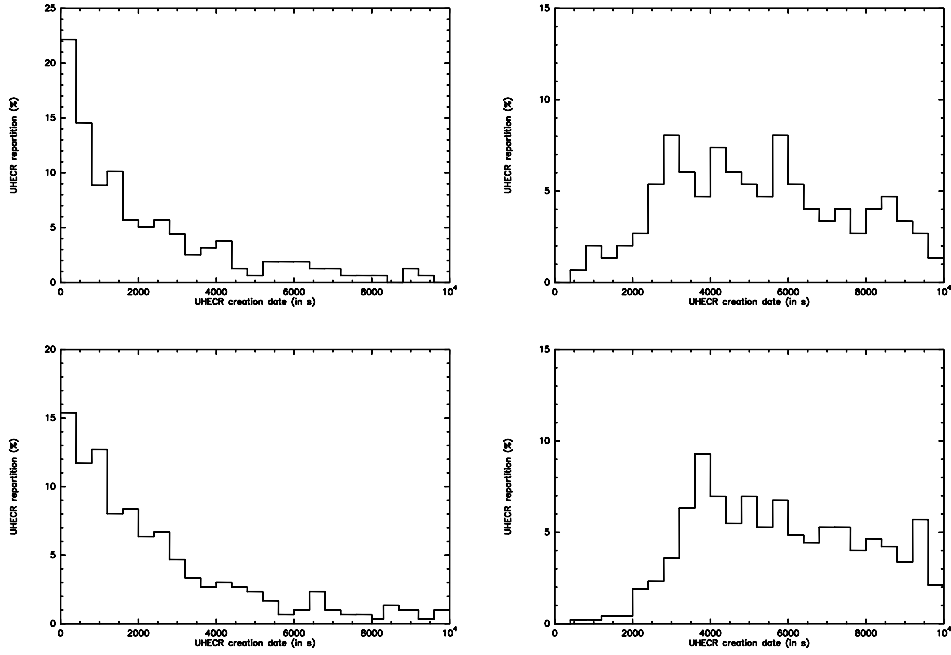


FIG. II.4 – The UHECR repartition (in % of the total UHECR population) as a function of the UHECR creation time which mainly happens between r_b ($t = 0$ on the figures) and about $300 r_b$ ($t = 10^4$ s) in the Monte-Carlo simulation. Top a magnetic field at r_b of 10^4 G : (left $\Delta t_w = 0.5$ s, right $\Delta t_w = 10$ s). Bottom magnetic field at r_b of 10^5 G (left $\Delta t_w = 0.5$ s and right $\Delta t_w = 10$ s).

II.6.2 Diagnosis of Cosmic Rays in GRBs

II.6.2.1 The two types of neutrino emission

There are two possible types of neutrino emission due to the generation of cosmic rays (Gialis & Pelletier 2003). The most expected one results from the $p\gamma$ -process where the total energy radiated by neutrinos in the co-moving flow is given by

$$E'_\nu \sim \alpha_0 \xi_\nu N_* \log \left(\frac{\gamma_{max}}{\gamma_{th}} \right) \bar{\epsilon}'_\gamma, \quad (\text{II.20})$$

where the threshold is at $\gamma_{th} \sim 10^4$. It can be easily established that even this improved acceleration process does not provide a sufficient increase of the neutrino emission. Taking account of the collimation, the number of $p\gamma$ -neutrinos that cross a km^2 -detector, coming from a GRB at $100 Mpc$, is about 10^4 .

The other possibility is low energy emission between 5 GeV and 150 GeV resulting from pp -collisions. We predicted significant emission due to the standard Fermi acceleration at internal shocks when η is smaller than $\eta_*/2$ where η_* is reached when the photospheric radius is equal to r_b (Gialis & Pelletier 2003). The improvement of the acceleration by the process presented in this paper does not significantly change the order of magnitude of our previous estimate. The number of pp -neutrinos is greater and could allow the formation of a spectrum, since we could get 10^8 neutrinos under the same conditions.

II.6.2.2 Gamma emission by π^0 -decay

The pp -process generates π^0 -mesons that decay into two γ -photons. This emission deserves more attention because of a possible detection in the GeV range, which would constitute an interesting diagnosis. For a ϵ^{-2} spectrum of cosmic rays, the gamma flux due to π^0 -decay is estimated by

$$S_{\pi^0}(\epsilon_\gamma) \sim c \sigma_{pp} n_p N_* \left(\frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_0} \right)^{-2}, \quad (\text{II.21})$$

for $\epsilon_\gamma > \epsilon_0$ and $S_{\pi^0}(\epsilon_\gamma) = 0$ otherwise, where $\epsilon_0 \simeq 67$ MeV in the co-moving frame, which corresponds to about 20 GeV for the observer. Actually the fireball is optically thin to Compton scattering at 67 MeV and beyond, thanks to the Klein-Nishina regime, and also to gamma-gamma pair production for two possible target photons (as this will be detailed in a forthcoming paper). This spectrum thus has a power law tail that extends over several decades; the highest part would reveal the presence of UHECRs, but would require a very high sensitivity. Detection of gamma-rays in that energy range from GRBs seems to be expected by ground gamma-ray telescopes, as suggested by the analysis of the spectrum of GRB970417a by the Milagro collaboration (Atkins et al. 2000).

The π^0 -decay spectrum must be compared with the SSC-spectrum. The latter can be

written ;

$$S_{SSC}(\epsilon_\gamma) \sim c \sigma_T n_s N_e^* \left(\frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_{peak}} \right)^{-1/2}, \quad (\text{II.22})$$

for $\epsilon_\gamma > \epsilon_{SSC}$ with $\epsilon_{SSC} \equiv \epsilon_{peak} \gamma_{peak}^2 \sim 10^{14}$ eV (for $\epsilon_{peak} = 1$ MeV for the observer and $B_\star(r_b) = 10^4$ G) the energy of the SSC-spectrum is maximum and $S_{SSC}(\epsilon_\gamma) = 0$ otherwise, where N_e^* is the relativistic fraction of the electron population.

The diagnosis of the π^0 -decay should be fairly easy since it radiates at much higher energy than the synchrotron emission and at much lower energy than the SSC-emission. When $\eta < \eta_\star/2$, the fraction of the energy radiated by π^0 -decay is quite significant, a few percent ; indeed

$$\frac{E_{\pi^0}}{E} \sim 0.07 \times \frac{\Delta t_w}{\eta^2 t_0} \sim 10^{-2} - 10^{-1}, \quad (\text{II.23})$$

with $t_0 \equiv r_0/c \sim 1$ ms.

Such a detection (by HESS observatory, 5@5 experiment and GLAST) would provide a very nice estimate of the baryon load together with evidence of cosmic ray generation.

II.7 Conclusion

We have shown through accurate investigation of scattering properties that the usual Fermi processes are unable to generate UHECRs in GRBs. First of all, it is well known that the highly relativistic external shock with a standard interstellar medium cannot achieve the goal of UHECR generation. The hope that it could do so was mostly based on the internal shock model but the irrelevant Bohm's scaling was used ; moreover, a slowly decreasing magnetic field was assumed. Removing these extreme assumptions made the goal impossible (Gialis & Pelletier 2003).

However, because the global energy budget is in favour of copious cosmic ray generation, we thought it interesting to design an additional Fermi process that would stretch the cosmic ray distribution tail. Indeed, the acceleration through multi-scattering off magnetized relativistic fronts turns out to be more efficient even with a field decreasing in r^{-2} . In this paper, we found that a sizeable fraction ($\sim 10^{-5}$) of the cosmic ray population reaches the UHE range, which is even more than necessary.

There is another important physical issue, namely the escape of the UHECRs from the fireball towards the observer. The relativistic Fermi process that we proposed generates UHECRs in a thin layer located at the very beginning of the internal shock phase. The question arises whether these particles suffer a further expansion loss. In fact, because the magnetic field decreases faster than r^{-1} , the interaction energy limit with the magnetic fronts decreases and the UHECRs are no longer scattered by them. Thus, because of the lack of scattering, they cannot experience the expansion loss, contrarily to models expecting $B \propto r^{-1}$. Therefore, they directly travel across the shells, benefiting of the Lorentz

boost. For a magnetic field decreasing as r^{-2} , the integrated spectrum is in ϵ^{-2} over 4 decades.

In our previous paper (Gialis & Pelletier 2003), we predicted a possible double neutrino emission; even though this improvement of the acceleration process does not significantly change the estimated fluxes, the collimation allows detectable events, especially with pp-neutrinos. However, we found a possible diagnosis of cosmic ray generation in some numerous class of GRBs, having $\eta < \eta_*/2$, associated with the signature of π^0 -decay in the GeV γ -ray spectrum. This seems to be really observable, with a few percent of the GRB energy, for GRBs having a sufficient baryon load. This signature (in the GeV range by HESS observatory, 5@5 experiment and GLAST) would be easily distinguished from the synchrotron bump and the SSC-bump with a flux as high as a few percent of the fireball global energy flux.

This study gives a new chance to GRBs as sources of UHECRs. But their contribution to the diffuse background spectrum might not be dominant compared to the AGN contribution. This is an important issue that is under intense debate in the literature (Stecker 2000; Berezhinsky et al. 2003; Bahcall & Waxman 2003).

Appendix

From equation II.7, we deduce the following expression

$$\bar{f}(\epsilon) = A \epsilon^{-2} (\delta_2^3 - \delta_1^3), \quad (\text{II.24})$$

where $A = n_*/(6 \ln \gamma_m + \Gamma \beta_0)$ and $\delta_1 = \text{Sup}\{\epsilon/\gamma_m, 1/2\Gamma\}$, $\delta_2 = \text{Inf}\{\epsilon, 2\Gamma\}$.

According to Eq. (II.2) and for a typical magnetic field of 10^5 G at r_b , we have supposed that $\gamma_m > 2\Gamma$. It is noteworthy that the following calculation leads to the same result for the hypothesis $\gamma_m < 2\Gamma$. Let us distinguish two cases : the first one for $\epsilon > \gamma_m$ gives $\delta_1 = \epsilon/\gamma_m$ and $\delta_2 = 2\Gamma$. The distribution function becomes

$$\bar{f}_{\epsilon > \gamma_m}(\epsilon) = A \epsilon^{-2} \left(8\Gamma^3 - \frac{\epsilon^3}{\gamma_m^3} \right) \propto \epsilon^{-2}, \quad (\text{II.25})$$

for $\epsilon < 2\Gamma \gamma_m$ and $\bar{f}_{\epsilon > \gamma_m}(\epsilon) = 0$ beyond $2\Gamma \gamma_m$.

The second case is considered for $\epsilon < \gamma_m$ and it can be divided in two sub cases : first, for $\epsilon > 2\Gamma$, the distribution function can be simplified and becomes such that

$$\bar{f}_{2\Gamma < \epsilon < \gamma_m}(\epsilon) \propto \epsilon^{-2}. \quad (\text{II.26})$$

Finally, for $\epsilon < 2\Gamma$, we have $\delta_2 = \epsilon \gg \delta_1$ and the distribution function can be written

$$\bar{f}_{\epsilon < 2\Gamma}(\epsilon) \propto \epsilon. \quad (\text{II.27})$$

III. High Energy Emission and Cosmic Rays from Gamma-Ray Bursts

Abstract - The paper is devoted to the analysis of particle acceleration in Gamma-Ray Bursts (GRBs) and its radiative consequences. Therefore we get on one hand constraints on the physics and on the other hand possible signatures of particle acceleration that could be recorded by the new gamma ray instruments. In a recent paper we have shown that UHECRs can be generated in GRBs even with conservative assumptions on the magnetic field and the scattering capability of its perturbations, provided that a suitable relativistic Fermi process is at work during the so-called "internal shock" phase. In this paper we extend the analysis of the consequences of these assumptions to the whole prompt emission of both electrons and protons. Indeed, assuming that the magnetic field decays in $1/r^2$ and that the scattering time of particles is longer than the Bohm's assumption, in particular with a rule derived from Kolmogorov scaling, we show that the five following events naturally happen with no other parameter adaptation that the intensity of the magnetic field, that turns out to be subequipartition : i) UHECRs can be generated with a sufficient flux ($\simeq 1 \text{ km}^{-2}\text{yr}^{-1}$) within the GZK-sphere to account for the CR-spectrum at the ankle (in the previous paper, we showed that the associated $p\gamma$ -neutrino emission is tiny). ii) The peak energy of the gamma spectrum around 100 keV, namely the so-called E_{peak} , is conveniently explained. iii) A thermal component below the E_{peak} is often unavoidable. iv) The cosmic rays could radiate gamma rays around 67 MeV (in the co-moving frame, which implies $\simeq 20 \text{ GeV}$ for the observer) due to π^0 -decay and a low energy neutrino emission (around 0.2 GeV) associated to neutron decay and also neutrinos of energy between 5 and 150 GeV from muon decay (as predicted in the previous paper). v) The UHECRs radiate high energy gamma rays between a few hundreds of MeV and 10 GeV (taking the pair creation process into account) due to their synchrotron emission with a sufficient flux to be observable.

Keywords : gamma-rays :bursts – particle acceleration – neutrinos

III.1 Introduction

Whereas the afterglow emission of Gamma-Ray Bursts (hereafter GRBs) has been well investigated and provided a strong support to the "fireball model" (Rees & Mészáros 1992), the origin of the prompt emission of is not well established yet. The most widely accepted scenario explaining the burst emission is the internal shock model (Rees & Mészáros 1994) : according to this model, the prompt gamma-ray emission results from either the synchrotron emission of accelerated electrons or the inverse Compton scattering off the synchrotron photons, the relativistic electrons being produced by the collision of relativistic shells. But, even if the prompt emission spectrum is correctly fitted by the empirical Band Function (Band et al. 1993), no physical process satisfactorily explains it especially below the peak energy (E_{peak}). More recently, the possibility of a thermal component as the low energy part ($\lesssim 100$ keV) of the prompt emission spectrum had been studied (Ghirlanda et al. 2003) and successfully compared to observations. In previous papers (Gialis & Pelletier (2003), Gialis & Pelletier (2004b)), we were interested by the issue of the particle acceleration in the internal shocks and by the resulting cosmic ray generation : our results significantly changed the usual interpretation of the Fermi acceleration (Waxman 1995) and this led to propose an additional Fermi process to reach the goal of the UHECR production. In this paper, we intend to emphasize the consequences of the particle acceleration on high energy gamma-ray emission and we give an interpretation of the energy spectrum of the prompt emission. We also predict both the production of lower energy photons in the UV-X-ray range and a very high energy emission (between a few hundreds of MeV and 10 GeV, free from opacity effect) which should be detectable, for instance, with the GLAST experiment.

The paper is organized as follows : in the section III.2, we briefly describe the fireball dynamics from the central object to the deceleration radius. We also calculate the photospheric radius and we determine some radiative parameters we need for this paper. The section III.3 summarizes our previous results (Gialis & Pelletier 2003) concerning the cosmic ray acceleration in GRBs and extends the study to the electron population. We analyse the consequences of the particle acceleration on high energy emission in the section III.4. The last section of this paper is our conclusion on the new results that we have obtained and which could be confirmed by forthcoming experiments such as HESS2 and GLAST.

III.2 Dynamics and radiative parameters

III.2.1 Outline of the fireball dynamics

In this subsection, we briefly summarize all the results we need for this paper that describe the fireball dynamics (Mészáros et al. 1993) before the deceleration radius where an external shock starts.

We choose to describe the outflow with some simplified hypothesis : the wind flow can

be considered to be a set of discrete shells which are successively emitted with an energy $E_s = E/N_s$, where N_s is the total number of shells and E the total energy released by the fireball (Daigne & Mochkovitch (1998)). We assume that the total energy radiated in gamma-rays E_γ is a sizeable fraction of E . According to the observations, this flow is collimated with an average opening solid angle, Ω , of about $4\pi/500$ (Frail et al. (2001b)). The wind flow duration, namely Δt_w , provides with an interval of shell number which is $1 \leq N_s \leq c \Delta t_w / r_0$ where $r_0 \simeq 10^7$ cm is the size of the central object. In a primeval stage of a shell expansion, the radiative pressure gives the temperature, T , of the completely optical thick plasma which is mainly composed by electron-positron pairs and by electrons and protons beyond the pair annihilation radius. This temperature can initially be defined by

$$T = \left(\frac{3 E_s}{4\pi a_s r_0^3} \right)^{1/4}, \quad (\text{III.1})$$

where E_s is the energy of an emitted shell and $a_s = 7.56 \times 10^{-15}$ (c.g.s) is the Stefan constant. For an energy E_s of the order of 10^{51} erg, the temperature at r_0 is about a few MeV.

A characteristic baryon loading parameter, η , is defined as the ratio between E and the baryon rest mass energy :

$$\eta = \frac{E}{M_b c^2} \gg 1 \quad (\text{III.2})$$

where M_b is the total baryonic mass ejected. The value of the baryon loading parameter is usually considered between 10^2 and 10^3 , in order to solve the ‘‘compactness problem’’. In a first stage, the ejected shell follows an adiabatic expansion in the surrounding medium and its internal energy is progressively converted into kinetic energy. Hereafter, we define the stationary frame as the rest frame of the central object. In the stationary frame, we can define a radius, r_s , where the kinetic energy of baryonic matter reaches its saturation value. At this moment, the Lorentz factor Γ of a given shell is close to η which constitutes an average value. This last point is important to understand the internal shock model.

In the same frame, the shell thickness, Δr , remains constant and equal to r_0 until the broadening radius $r_b > r_s$ (Goodman (1986), Mészáros et al. (1993)). Beyond this radius, the shell thickness becomes $\Delta r \simeq r/2\Gamma^2 \simeq r/\eta^2$, so that the broadening radius is about $\eta^2 r_0$.

In the co-moving frame of a shell, entropy and energy conservation before r_s give the evolution of the Lorentz factor Γ , the temperature T and the shell thickness, namely $\Delta R = \Gamma \Delta r$: we have $\Gamma \propto r$, $T \propto r^{-1}$ and $\Delta R = r/r_0$. Thus, the saturation radius r_s is equal to ηr_0 .

Beyond r_s , the Lorentz factor Γ remains constant and the previous evolution laws become $\Gamma \simeq \eta$ and $T \propto r^{-2/3}$. We can also write

$$T \simeq 17 \times \left(\frac{T(r_0)}{5 \text{ MeV}} \right) \left(\frac{\eta}{300} \right)^{-1} \left(\frac{r}{r_s} \right)^{-2/3} \text{ keV} \quad (\text{III.3})$$

At last, the shell thickness in the co-moving frame is such that $\Delta R = \eta r_0$ before r_b and $\Delta R = r/\eta$ beyond.

The internal shock model has been designed (Mészáros et al. 1993) in order to account for rapid variability observed in GRB light curves and which can reach the millisecond. The internal shock model scheme is the following one : let us consider two shells leaving the central engine separated by a time interval Δt , respectively with the Lorentz factors Γ_1 and Γ_2 such that $\Gamma_2 > \Gamma_1$. A collision occurs at the date :

$$t_c \simeq \frac{2\Gamma_1^2 \Gamma_2^2}{\Gamma_2^2 - \Gamma_1^2} \Delta t. \quad (\text{III.4})$$

Assuming an instantaneous shock pulse, some time spreading, $\Delta t_s = t_c/2\Gamma^2$, is observed. Thus, the shortest variabilities which are observed (~ 1 ms) will be such that $t_b/2\Gamma^2 \simeq r_0/2c$. These correspond to typical time scale associated to the size of a black hole of a few tens solar masses (namely r_0/c). Such a first collision takes place around the distance r_b . Longer variations correspond to collisions at a more remote distance until a maximum distance determined by the duration of the flow Δt_w . This maximum distance is $r_{max} \sim r_b c \Delta t_w / r_0$, with $c \Delta t_w / r_0 \simeq 3 \times 10^3 (\Delta t_w / 1s)$, which gives a proper length of the flow in the co-moving frame $\ell_0 = \beta c \Gamma \Delta t_w$. The duration of the flow during the internal shock phase is therefore $\Delta t_{max} \sim (r_b/r_0) \Delta t_w \sim \eta^2 \Delta t_w$. This phenomena is observed during a time interval shortened by the propagation effect, namely $\Delta t_{obs} = (1 - \beta) \Delta t_{max} \simeq \Delta t_{max} / 2\eta^2 \sim \Delta t_w$. The previous value of r_{max} is not far from the deceleration radius, r_d , of the shells which is about 10^{16} cm. Also, the Fermi acceleration of particles, which is usually considered (Waxman 1995), takes place in the range that extends from r_b to r_d , namely the internal shock phase.

III.2.2 Radiative parameters

We have seen that, in a primeval stage, the ejected plasma is optically thick with respect to the Compton scattering. Using the results of the previous subsection, we propose here to determine the photospheric radius and we will define some radiative parameters .

First, it can easily be checked that a typical shell width ΔR becomes smaller than the flow transverse radius after a short while, when $r > \eta \sqrt{\pi/4\Omega} r_0$ which is comparable to r_s . It will turn out that the photosphere is located at a much larger distance for large enough η and therefore the opacity of a shell is determined by its width. Assuming the temperature is such that $\bar{\gamma}_e h\nu \ll m_e c^2$ where $\bar{\gamma}_e$ is the average electron Lorentz factor ($\bar{\gamma}_e \simeq 1$ beyond the pair annihilation radius), the optical depth can be defined by $\tau_\star = \sigma_T n_e \Delta R$ with σ_T is the Thomson cross section. Because of the plasma neutrality, we have $n_e \simeq n_p$, so that the co-moving electron density can be written

$$n_e = \frac{\xi_s E}{\Gamma \Omega r^2 \Delta R m_p c^2}, \quad (\text{III.5})$$

where $\xi_s = 1/N_s$. Thus, the optical depth is

$$\tau_\star = \frac{\xi_s \sigma_T E}{\Omega r^2 m_p c^2 \eta}. \quad (\text{III.6})$$

We can define a critical value for η such that the photospheric radius ($\tau_\star = 1$) is located at r_b , where shock acceleration starts. This critical value η_\star is given by

$$\eta_\star \simeq 1780 \left(\frac{\xi_s}{10^{-1}} \right)^{1/5} \left(\frac{\Omega/4\pi}{2 \times 10^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5}. \quad (\text{III.7})$$

For a GRB with $N_s \simeq 100$, $\eta_\star \simeq 1100$ and drops around 450 for a long GRB with about 10^4 shells.

Thus, we can express the photospheric radius r_\star as

$$r_\star = r_b \left(\frac{\eta_\star}{\eta} \right)^{5/2}. \quad (\text{III.8})$$

For usual values of η and according to Eq. (III.7), we conclude that the photospheric radius can be over r_b , so that the internal shocks start accelerating particles in an optically thick plasma. We will analyse some consequences in the next sections. Also, beyond r_\star , one can consider that photons and electrons decouple and, if $r > r_b$, electrons can be accelerated via the Fermi acceleration in the internal shocks.

Considering the resulting black body emission at the photospheric radius, Eq. (III.3) gives the temperature which is such that :

$$T_\star = 0.37 \left(\frac{T(r_0)}{5 \text{ MeV}} \right) \left(\frac{\eta}{300} \right)^{-5/3} \left(\frac{\eta_\star}{\eta} \right)^{-5/3} \text{ keV}. \quad (\text{III.9})$$

This result must be compared to the following one : we have $\chi L_\gamma = \eta^2 \Omega r_\star^2 \sigma T_\star^4$ where χ is defined as the ratio between the average black body luminosity, namely L_{bb} , and the GRB gamma-ray luminosity $L_\gamma \lesssim E/\Delta t_w$. We deduce the expression

$$T_\star = 0.47 \left(\frac{\chi}{10^{-1}} \right)^{1/4} \left(\frac{\Omega/4\pi}{2 \times 10^{-3}} \right)^{-1/4} \left(\frac{L_\gamma}{10^{51} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{1/4} \left(\frac{\eta}{300} \right)^{-3/2} \left(\frac{\eta_\star}{\eta} \right)^{-5/4} \text{ keV}. \quad (\text{III.10})$$

The comparison between Eqs. (III.9) and (III.10) leads to a ratio L_{bb}/L_γ easily reaching a few percent :

$$\frac{L_{bb}}{L_\gamma} = 3.8 \times 10^{-2} \left(\frac{T(r_0)}{5 \text{ MeV}} \right)^4 \left(\frac{\Omega/4\pi}{2 \times 10^{-3}} \right) \left(\frac{L_\gamma}{10^{51} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{\eta}{300} \right)^{-2/3} \left(\frac{\eta_\star}{\eta} \right)^{-5/3}. \quad (\text{III.11})$$

Thus, the result is a thermal component in the GRB spectrum which can be observed, before an higher energy emission, in the range 10 keV – 180 keV in the observer frame as we see in Fig. III.1. Some authors have already considered this possibility (see e.g. Ghirlanda et al. (2003)) which seems to be consistent with observations. Moreover, we note that Eqs. (III.9) and (III.11) indicate a more important thermal component around 100 keV (with $\eta = 400$) for a high number of shells because of a small η_\star parameter.

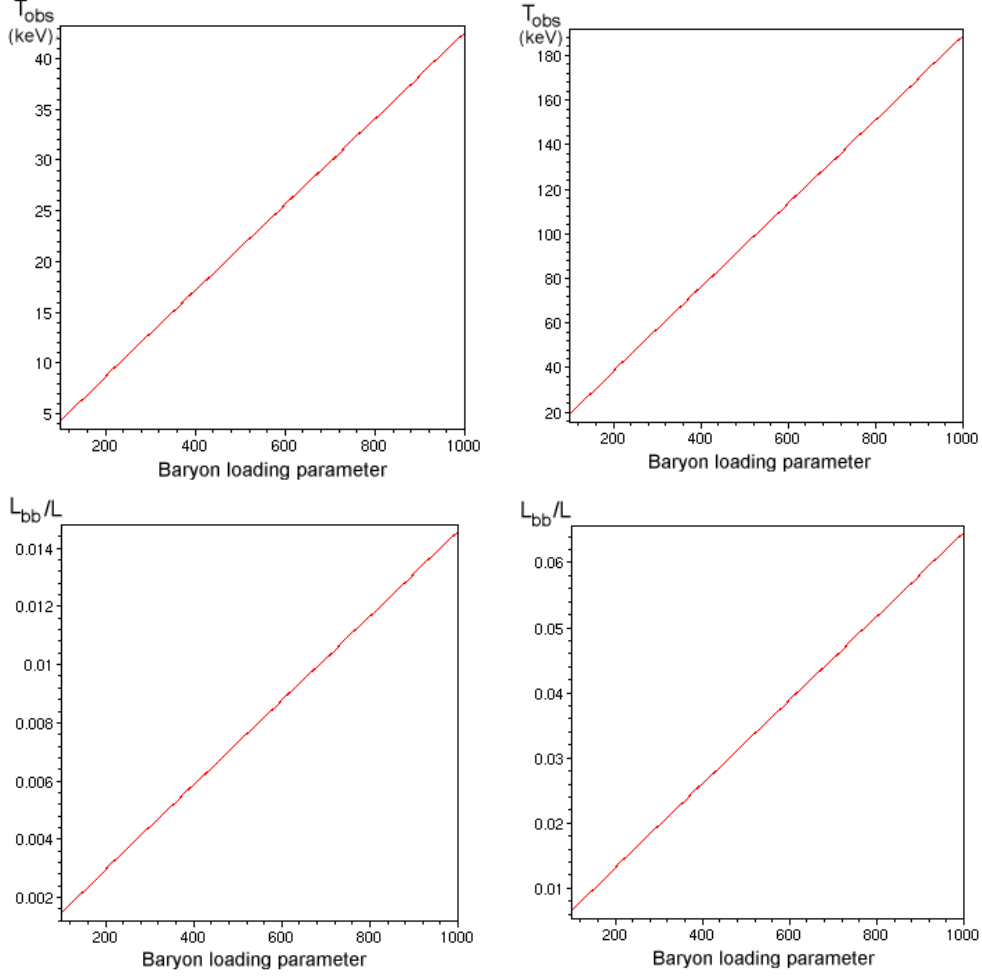


FIG. III.1 – Top : Variation of the black body radiation temperature, measured in the observer frame ($T_{\text{obs}} \simeq \eta T_*$) as a function of the baryon loading parameter η . Bottom : Variation of the ratio L_{bb}/L_γ . Left : the GRBs with $N_s = 100$ and $\eta_* = 1100$. Right : the long GRBs with $N_s = 10^4$ and $\eta_* = 450$.

III.3 Particle acceleration in the internal shock phase

III.3.1 Proton acceleration and cosmic ray generation

The Fermi acceleration (first or second order) in the internal shock model is usually considered (Waxman 1995) as mildly or sub-relativistic with a characteristic time proportional to the Larmor time (Bohm scaling). However, in a previous paper (Gialis & Pelletier 2003), we have shown that this assumption is not realistic regarding the magnetic energy depletion time. Moreover, the Fermi acceleration time depends on the mean free path, $\bar{\ell}$, of the particle in an irregular magnetic field. This length depends on two other lengths, namely the Larmor radius, r_L , and the correlation length, ℓ_c : for a turbulence spectrum

of magnetic perturbations in a power law of index β , the following law, which is known in weak turbulence theory, has been extended in the regime of strong turbulence and large rigidities such that $r_L < \ell_c$ (Casse et al. 2001) :

$$\bar{\ell} = \frac{r_L}{\eta_t} \left(\frac{r_L}{\ell_c} \right)^{1-\beta}, \quad (\text{III.12})$$

where $\eta_t = \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{\langle B^2 \rangle}$. The Bohm scaling $\bar{\ell} \sim r_L$, which holds for electrostatic turbulence, does not apply with purely magnetic irregularities on large scale; no theory nor numerical simulation has confirmed Bohm's conjecture. The Bohm estimate corresponds only to the specific case where the magnetic field is totally disorganized and the Larmor radius as large as the correlation length which is not the case in GRBs. The realistic situation is the following one : assuming that the correlation length is of the order of a shell thickness, namely ΔR , the characteristic acceleration time is $t_{acc} = \kappa t_L$ where t_L is the Larmor time and $\kappa \propto (r_L/\Delta R)^{1-\beta}$. According to a Kolmogorov scaling with $\beta = 5/3$, and defining κ_0 as the ratio of the acceleration time over the Larmor time for a Larmor radius that equals the correlation length of the magnetic field, we have :

$$t_{acc} \simeq 4.3 \times 10^{-3} \left(\frac{\kappa_0}{10} \right) \left(\frac{\eta}{300} \right)^{2/3} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G} \right)^{-1/3} \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ GeV}} \right)^{1/3} \left(\frac{r}{r_b} \right)^{\frac{2+\alpha}{3}} s, \quad (\text{III.13})$$

where ϵ is the energy of a proton and assuming that the magnetic field strength decreases like $r^{-\alpha}$. Although unproved, this scaling is more reasonable and this conservative assumption will lead to sensible results.

Comparing this time with the expansion time, $t_{exp} = r/c\eta$, we have shown (Gialis & Pelletier 2003) that GRBs are unable to produce UHECRs with this acceleration process because of a strong expansion limitation in energy beyond r_b which is

$$\epsilon_{exp} \simeq 1.3 \times 10^4 \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-3} \left(\frac{\eta}{300} \right) \left(\frac{B_\star(r_b)}{10^4 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{1-\alpha} \text{ GeV}, \quad (\text{III.14})$$

This limitation, measured in the co-moving frame, is more severe than the synchrotron one and suggests that we have to consider another type of process to achieve high energy. In a recent paper (Gialis & Pelletier 2004b), we have proposed a Fermi acceleration process resulting from scattering off relativistic hydromagnetic fronts at the very beginning of the internal shock phase. The efficiency of this process, as shown by numerical simulation, is sufficient to generate a sizeable fraction of UHE cosmic rays. Also, we found that this scenario could constitute a very interesting additionnal acceleration process which stretch the cosmic ray distribution tail obtained with the usual Fermi acceleration process. Moreover, we showed that, for a magnetic field strength decreasing like r^{-2} , the high energy cosmic ray population is such that :

$$\frac{dN_\star}{d\gamma} \propto \gamma^{-2}, \quad (\text{III.15})$$

where N_* is the number of UHE cosmic rays and γ their Lorentz factor, this spectrum extending over 4 decades from 10^7 to 10^{11} GeV in the observer frame.

Assuming such a spectrum for the whole proton population in the co-moving Lorentz factor range $[1, 10^9]$, we will have :

$$\frac{dN_*}{d\gamma} \simeq N_p \gamma^{-2}, \quad (\text{III.16})$$

where N_p is the total number of protons released by GRB. For $N_p \simeq 10^{51}$, the number of UHECRs ($\gamma \geq 10^8$) generated by GRB is about 10^{43} . Considering a GRB rate of about 1 per $10^6 \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ (see e.g. van Putten & Regimbau (2003) or Frail et al. (2001b)), we deduce that, in the GZK-sphere of $\sim 1 \text{ Gpc}^3$, GRBs release 10^{46} UHECRs yr^{-1} . Because of the intergalactic magnetic field, this UHECR population is almost isotropized, so that we can observe $10^{46}/4\pi (1 \text{ Gpc})^2 \sim 1 \text{ UHECR km}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ which is about the observed flux at the ankle in the UHECR spectrum. For a better estimate of this flux, we have to consider more accurately the magnetic field structure in the GZK-sphere (see e.g. Lemoine (2003) or Sigl et al. (1999)).

An interesting consequence of the proton acceleration appears in considering the pp -collisions. Indeed, because $n_p \simeq n_e$, the opacity of pp -collisions in a shell, namely $\tau_{pp} = n_p \sigma_{pp} \Delta R$, is such that $\tau_{pp} = (\sigma_{pp}/\sigma_T) \tau_*$. For this reason, we can easily write the radius r_{pp} beyond which there is no more pp -collision :

$$r_{pp} = r_* \sqrt{\sigma_{pp}/\sigma_T} \simeq 0.20 r_*, \quad (\text{III.17})$$

and $r_{pp} > r_b$ for $\eta < \eta_*/3$ which is quite possible according to the value of η_* calculated in the previous section (this result slightly differs from which we found in Gialis & Pelletier (2003) because of a better estimate of τ_*). In this case, the proton acceleration starts in an opaque stage for pp -collisions : even if the energy limitation due to pp -collisions implies a cut-off energy around 1 GeV for the proton population, there is a possibility of a low energy emission of neutrinos between 5 GeV and 150 GeV which are produced via the π^+ and the π^- decays (Gialis & Pelletier 2004b). Moreover, the pp -process generates π^0 -mesons that decay in photons with an energy of 67 MeV in the co-moving frame. Because we have to consider the Klein-Nishina regime, the cross section, namely σ_{KN} , is significantly lower than the Thomson cross section ($\sigma_{KN}/\sigma_T \simeq 1.7 \times 10^{-2}$) so that the associated photospheric radius for these photons is about $0.13 r_*$. The photons produced at 67 MeV in a thin layer between $0.13 r_*$ and r_{pp} can cross over the medium without any electronic interaction ; this is achieved if $\eta < \eta_*/4$. If one considers the pair creation process for 67 MeV photons on themselves, the cross section is such that $\sigma_{\gamma\gamma}/\sigma_T \simeq 2.0 \times 10^{-4}$ which leads to a transparency radius $r_{\gamma\gamma}$ of about $10^{-2} r_*$ only. At last, these photons cannot interact with the thermal photons ($< 0.5 \text{ keV}$) because the threshold energy is about 7.8 keV.

Thus, we predict a possible signature of a such process which could be observed around 20 GeV in the GRB spectrum when the baryon loading parameter is $\eta < \eta_*/4$ which

mainly occurs for a small number of shells (see Eq. (III.7)). At last, pp -collisions also generate a low energy emission of neutrinos because of the neutron decay which occurs after a proper neutron lifetime of ~ 13 hours. In fact, the neutron decay produces antineutrinos with energy about 0.7 MeV in the co-moving frame. This leads to antineutrinos of 0.2 GeV for the observer.

III.3.2 Electron acceleration and energy limitation

In this subsection, we analyse, the Fermi acceleration process concerning the electron population and we will use the same formalism than for the proton acceleration. Also, we assume that electrons and photons decouple at the photospheric radius r_* . Thus, the electron acceleration starts at r_* if $r_* > r_b$ and at r_b otherwise : we can define a radius corresponding to the beginning of the acceleration stage, namely $r_{acc} = \max(r_*, r_b)$. In the co-moving frame, , the acceleration time for an electron with an energy ϵ will be such that :

$$t_{acc} \simeq 4.3 \times 10^{-4} \left(\frac{\kappa_0}{10}\right) \left(\frac{\eta}{300}\right)^{2/3} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right)^{-1/3} \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ MeV}}\right)^{1/3} \left(\frac{r}{r_b}\right)^{\frac{2+\alpha}{3}} s. \quad (\text{III.18})$$

We deduce that there are two main energy limitations in the electron acceleration beyond r_{acc} . The first one is the synchrotron limitation which is :

$$\epsilon_{syn} \simeq 6.5 \times 10^2 \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{-3/4} \left(\frac{\eta}{300}\right)^{-1/2} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right)^{-5/4} \left(\frac{r}{r_b}\right)^{(5\alpha-2)/4} \text{ MeV}. \quad (\text{III.19})$$

The second one is the expansion limitation :

$$\epsilon_{exp} \simeq 1.2 \times 10^7 \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{-3} \left(\frac{\eta}{300}\right) \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right) \left(\frac{r}{r_b}\right)^{1-\alpha} \text{ MeV}. \quad (\text{III.20})$$

At r_b , the synchrotron limitation is the strongest one but we can define a radius, namely r_c , where these two limitations are equal and beyond which the main limitation is the expansion one :

$$r_c = \left[5.4 \times 10^{-5} \left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{9/4} \left(\frac{\eta}{300}\right)^{-3/2} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right)^{-9/4} \right]^{\frac{4}{6-9\alpha}} r_b. \quad (\text{III.21})$$

For $\alpha = 2$, $r_c \simeq 26 r_b$, but for α close to 1, this radius is beyond $10^5 r_b$. The electron energy increases and reaches the cut-off energy, ϵ_c , at the radius r_c (see Fig. III.3) : this energy is very dependent on the magnetic field index α ($B \propto r^{-\alpha}$). We have :

$$\epsilon_c \simeq 6.5 \times 10^2 \left[\left(\frac{\kappa_0}{10}\right)^{6\alpha-3} \left(\frac{\eta}{300}\right)^{\frac{2-5\alpha}{2}} \right]^{\frac{1}{2-3\alpha}} \left[(5.4 \times 10^{-5})^{5\alpha-2} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G}\right)^{-3} \right]^{\frac{1}{6-9\alpha}} \text{ MeV}. \quad (\text{III.22})$$

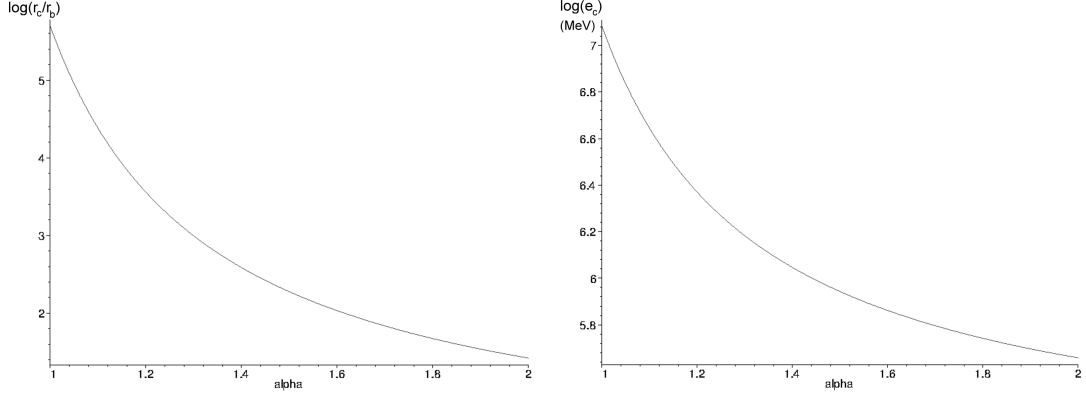


FIG. III.2 – Left : Variation of r_c/r_b as a function of the magnetic field index α for $\eta = 300$. Right : Variation of the cut-off energy ϵ_c .

For $\alpha = 2$, $\epsilon_c \simeq 4.5 \times 10^5$ MeV and, for α close to 1, this energy reaches 1.2×10^7 MeV.

For an electron with an energy ϵ , the energy near which the synchrotron emission is a maximum can be expressed by :

$$h \nu_{syn} \simeq 7.0 \times 10^{-4} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{-\alpha} \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ MeV}} \right)^2 \text{ eV}, \quad (\text{III.23})$$

and, according Eq. (III.19), is of the order of 0.3 keV at r_b , in the co-moving frame, for accelerated electrons around the synchrotron energy limit.

Moreover, this energy reaches a maximum value at r_c and we easily deduce that it is independent on α : indeed, it can be written in the co-moving frame :

$$h \nu_c \simeq 2.0 \times 10^2 \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-3} \left(\frac{\eta}{300} \right)^{1/3} \text{ keV}. \quad (\text{III.24})$$

As we will see in the next section, this energy constitutes a cut-off energy in the high energy emission spectrum, and turns out to be remarkably independent on the magnetic field. Contrary to the case of proton acceleration, the additional acceleration by the scattering off the hydromagnetic fronts is not operating because the transit time of the electrons across any shell is too long compared to the synchrotron loss time for an energy above the estimate given by Eq.(III.19).

III.4 Consequences on high energy emission

In this section, we focus on the high energy emission due to both proton and electron population and we consider a magnetic field strength that decreases like r^{-2} .

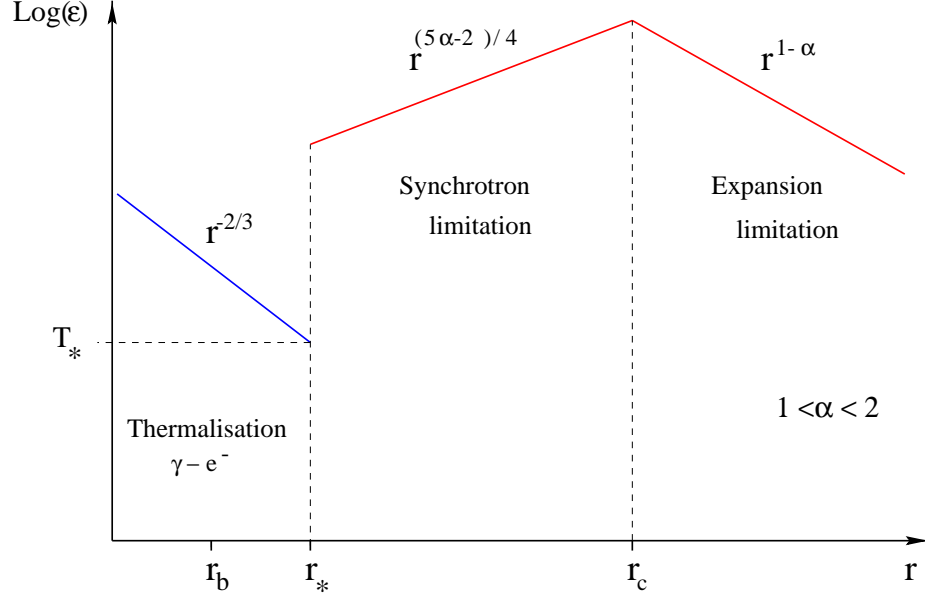


FIG. III.3 – Diagram of energy limitation in the co-moving frame for the electrons. The position of the radius r_c depends on the magnetic field index α and the electron energy at r_c , ϵ_c varies from 10^5 to 10^7 MeV.

III.4.1 Synchrotron emission by electrons

We have seen in the previous section that electron acceleration is limited first by the synchrotron losses and, beyond r_c , by the expansion losses. We can define the electron energy limitation, namely ϵ_b , by $\epsilon_b(r) = \epsilon_{syn}(r)$ up to r_c and $\epsilon_b(r) = \epsilon_{exp}(r)$ beyond. According to Eqs. (III.23) and (III.24), there is a synchrotron emission over 3 energy decades between 0.3 and 200 keV in the co-moving frame, the highest energy corresponding to the cut-off energy $h\nu_c$. Assuming an electron density, namely $\rho(\epsilon, r)$, at the distance r and for the energy ϵ such that

$$\rho(\epsilon, r) \propto \epsilon^{-2} \exp(-\epsilon/\epsilon_b(r)) , \quad (III.25)$$

we deduce a local synchrotron spectrum i.e depending on the distance r which can be written :

$$s_e(\nu, r) \propto \int \rho(\epsilon, r) P(\epsilon, r) \delta(\nu - \epsilon^2 g(r)) d\epsilon , \quad (III.26)$$

where $P(\epsilon, r) \propto \epsilon^2 g(r)^2$ is the total radiated power for an electron and defining $g(r) = \nu_{syn} \epsilon^{-2}$ i.e $g(r) \propto B(r)$ (see Eq. (III.23)). The integration of Eq. (III.26) easily gives :

$$s_e(\nu, r) \propto g(r) \left(\frac{g(r)}{\nu} \right)^{1/2} \exp \left(-\sqrt{\frac{\nu}{g(r)}} \frac{1}{\epsilon_b(r)} \right) . \quad (III.27)$$

Moreover, according to Eq. (III.23) we can define a local cut-off frequency, namely ν_* , by $\nu_*(r) = g(r) \epsilon_b(r)^2$ so that we have $\nu_*(r) \propto r^2$ up to r_c and $\nu_*(r) \propto r^{-4}$ beyond. Thus, the

integration of Eq. (III.27) leads to a spectrum :

$$S_e(\nu) \propto \nu^{-1/2} \left[\int_{r_b}^{r_c} r^{-3} \exp \left(-\sqrt{\frac{\nu}{\nu_*(r_c)}} \frac{r_c}{r} \right) dr + \int_{r_c}^{r_d} r^{-3} \exp \left(-\sqrt{\frac{\nu}{\nu_*(r_c)}} \frac{r^2}{r_c^2} \right) dr \right], \quad (\text{III.28})$$

where $\nu_*(r_c)$ corresponding to ν_c is the high cut-off frequency.

Considering the case $\nu < \nu_c$ i.e around a few 0.3 keV in the co-moving frame, we show in appendix that Eq.(III.28) could be simplified and we obtain :

$$S_e(\nu) \propto \nu^{-1}. \quad (\text{III.29})$$

Thus, electrons provide a gamma-ray emission which is constituted by a thermal component below a few 0.3 keV (see Sect. III.2.2) and by a synchrotron component above. In the observer frame, the energy separating these two components could constitute the usual E_{peak} (see e.g Band et al. (1993)) which is the energy for which the gamma-ray emission is the most important (i.e the peak energy of the burst). However most of the observations do not clearly exhibit such ν^2 -spectrum in the low energy range. This E_{peak} is determined by the lowest value of the synchrotron cut off as displayed by the limitation energy diagram, which corresponds to an emission at r_b . Moreover it depends on the baryon loading parameter η because $E_{peak} \simeq \eta h \nu_{syn}(r_b)$ and can vary from a few 30 keV to about 300 keV in the observer frame. The energy spectrum of the gamma-ray emission will be such that

$$S(\nu) \propto \begin{cases} \nu^2 & \text{for } h\nu \lesssim E_{peak} \\ \nu^{-1} & \text{for } E_{peak} \lesssim h\nu < \eta h\nu_c \end{cases}. \quad (\text{III.30})$$

With those estimates, there is a possible SSC generation under some conditions only : in fact, if $r_{acc} > r_b$, the electrons are quickly accelerated beyond 10 GeV and the SSC process, with keV photons, is in the Klein-Nishina regime ($\bar{\gamma}_e h \nu_{syn} \gg m_e c^2$ where $\bar{\gamma}_e$ is the average Lorentz factor of electrons). Because $\sigma_{KN} \ll \sigma_T$, this leads to an associated photospheric radius smaller than r_{acc} , so that there is no SSC generation. But, if $r_{acc} \simeq r_b$, because of a strong synchrotron energy limitation for electrons, the SSC generation would give rise to a very low gamma emission in GeV range which would not be observable.

At this stage, it is useful to remark that if we would have used a Bohm scaling, the electron energy cut off due to synchrotron emission would be much higher :

$$\gamma_e^{max} \simeq 3.2 \times 10^5 \left(\frac{\kappa_0}{10} \right)^{-1/2} \left(\frac{B(r_b)}{10^4 G} \right)^{-1/2} \left(\frac{r}{r_b} \right). \quad (\text{III.31})$$

This limit, that increases with distance contrarily to Kolmogorov one, would lead to a prohibitively high synchrotron spectrum.

III.4.2 Synchrotron emission by protons

Let us first consider the acceleration of protons at internal shocks. The proton acceleration via the usual Fermi acceleration is only limited by the expansion losses as we

have seen in the Sec. III.3.1. The previous calculation for electrons can be transposed to protons. For protons in the co-moving frame, the synchrotron emission is maximum at the energy (for $B \propto r^{-2}$) :

$$h \nu_{syn} \simeq 1.0 \times 10^{-6} \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{-2} \left(\frac{\epsilon}{1 GeV} \right)^2 eV. \quad (III.32)$$

In the observer frame, the resulting synchrotron spectrum for protons will be such that $S_p(\nu) \propto \nu^{-1}$. According to Eq. (III.14), this spectrum extends from 10^{-7} to 1 eV in the co-moving frame. These low energy photons can interact with the accelerated electrons via the inverse Compton scattering : in this case for which $\bar{\gamma}_e h \nu \ll m_e c^2$ with a high average Lorentz factor ($\bar{\gamma}_e \geq 10^3$) of the electrons, the cross section is $\sigma_c \simeq \bar{\gamma}_e^2 \sigma_T$. The associated photospheric radius, namely r_{ph} , is such that (see Eq. (III.6)) : $r_{ph} \simeq \bar{\gamma}_e r_* \gg r_b$. During the internal shock phase, the inverse Compton effect thus produces photons with an energy amplified by a factor $\bar{\gamma}_e^2$ and which have an energy spectrum ($\propto \epsilon^{-1/2}$) extending from 0.1 to over 10^6 eV in the co-moving frame i.e from 10 eV to 0.1 GeV for the observer.

Considering now UHECRs generated by the additionnal Fermi process with Lorentz factors, namely γ , in the range $[10^8, 10^9]$ in the co-moving frame (Gialis & Pelletier 2004b) : according to Eq. (III.16), the synchrotron energy spectrum will be such that $S_{uhecr}(\nu) \propto \nu^{-1/2}$ and, following Eq. (III.32), UHECRs radiate synchrotron photons with an energy that scales like r^{-2} because of the magnetic field decreasing. Moreover, for a magnetic field decreasing like r^{-2} , the minimal value at r_b must be $\geq 10^5$ G. According to the acceleration process, we have shown that a sizeable fraction of the UHECR component is not generated before a distance r_{cr} of a few tens of r_b typically between $50 r_b$ and $100 r_b$ ($> r_c \simeq 26 r_b$ for $B \propto r^{-2}$) and no longer after a few r_{cr} . This UHECR generation radius r_{cr} will determine the synchrotron emission range of UHECRs. In fact, because we have

$$h \nu_{syn}^{uhecr} \simeq 10 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^{-2} \left(\frac{\gamma}{10^8} \right)^2 GeV, \quad (III.33)$$

the photons produced by UHECRs may extend from 1 MeV to 400 MeV in the co-moving frame.

We have to examine, now, the consequences of a pair creation process between these hadronic photons and the electronic ones. We have previously seen that the energy of the electronic photons reaches a maximum value of 200 keV at the distance r_c that can be write

$$r_c \simeq 148 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right)^{3/4} r_b, \quad (III.34)$$

for $B \propto r^{-2}$ so that we have $r_{cr} < r_c$ if $r_{cr} \simeq 100 r_b$. According to the previous results (see Sect. III.3.2) and the Eq. (III.33), the pair creation process happens if the product

$$\epsilon_{syn}^p \epsilon_{syn}^e \simeq 70 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 G} \right)^2 \left(\frac{r}{r_b} \right)^{-4} \left(\frac{\epsilon_b}{1 MeV} \right)^2 \left(\frac{\gamma}{10^8} \right)^2 (keV)^2, \quad (III.35)$$

is higher than $2(m_e c^2)^2$ i.e $\simeq 5.2 \times 10^5 \text{ (keV)}^2$, where ϵ_{syn}^e is the energy of electronic photons. The threshold Lorentz factor, γ_{th} , beyond which the hadronic photons undergo a pair creation can be defined by

$$\gamma_s = \begin{cases} 2.3 \times 10^8 \left(\frac{B(r_b)}{10^{15} G} \right)^{1/4} & \text{for } r_{cr} \leq r \leq r_c, \\ 2.3 \times 10^8 \left(\frac{B(r_b)}{10^{15} G} \right)^{-2} \left(\frac{r}{r_c} \right)^3 & \text{for } r > r_c. \end{cases} \quad (\text{III.36})$$

Thus, hadronic photons for which the Lorentz factor is between 10^8 and γ_s never undergo the pair creation process : so, the corresponding energy for hadronic photons will be in the range $[\epsilon_{syn}^p(\gamma = 10^8), \epsilon_{syn}^p(\gamma_{th})]$ such that

$$\epsilon_{syn}^p(\gamma = 10^8) \simeq 1.0 \left(\frac{B(r_b)}{10^{15} G} \right) \left(\frac{r}{r_{cr}} \right)^{-2} \text{ MeV}, \quad (\text{III.37})$$

and,

$$\epsilon_{syn}^p(\gamma_{th}) \simeq 5.4 \left(\frac{B(r_b)}{10^{15} G} \right)^{3/2} \left(\frac{r}{r_{cr}} \right)^{-2} \text{ MeV}, \quad (\text{III.38})$$

with $r_{cr} \simeq 100 r_b$ and for $r_{cr} \leq r \leq r_c$. Beyond r_c , the cut-off energy for hadronic photons will be

$$\epsilon_{syn}^p(\gamma_{th}) \simeq 2.5 \left(\frac{B(r_b)}{10^{15} G} \right)^{-9/2} \left(\frac{r}{r_c} \right)^4 \text{ MeV}. \quad (\text{III.39})$$

Therefore, the previous estimates allow to predict that an observer can detect synchrotron photons emitted by UHE-protons from a few 0.1 GeV to a few 10 GeV. We can remark that, if $r_{cr} > 225 r_b$ then, $\epsilon_{syn}^p(\gamma = 10^8) < 200 \text{ keV}$, and this emission may not be observable because of the electronic synchrotron component.

Let us estimate the corresponding global radiated energy that we will compare to the energy in the UHECR component. For an E^{-2} -spectrum, assuming an uniform flux during Δt_w , the energy E_\star in the CR-component above $\gamma_0 \geq 1$ is

$$E_\star = \Gamma m_p c^3 \Omega r^2 \int_{\gamma_0}^{\gamma_{max}} \rho(\gamma) \gamma d\gamma \Delta t_w, \quad (\text{III.40})$$

where $\rho(\gamma) = n_\star \gamma_0 \gamma^{-2}$ from γ_0 up to $\gamma_{max} \simeq 10^9$ and the number of cosmic rays above γ_0 , $N_\star = n_\star(r_b) \Omega r_b^2 c \Delta t_w$. We obtain

$$E_\star = \Gamma m_p c^2 N_\star \gamma_0 \log \left(\frac{\gamma_{max}}{\gamma_0} \right). \quad (\text{III.41})$$

This can be simply compared to the GRB energy, E , since the total energy injected in protons, $E_p = E_\star(\gamma_0 = 1)$, is a sizeable fraction of E . We can write

$$\frac{E_\star}{E} \sim 1 - \frac{\log \gamma_0}{\log \gamma_{max}}, \quad (\text{III.42})$$

because $N_p \simeq \gamma_0 N_*$. Concerning the UHECRs with $\gamma_0 = 10^8$, we reasonably find that $E_{uhecr}/E \simeq 10^{-1}$. Let us come back now to the estimate of the radiated energy which could be observed. Beyond the generation radius, r_{cr} , each proton synchrotron radiates a total energy

$$e_p^{syn}(\gamma) = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^2 \sigma_T \Gamma c \gamma^2 \int_{r_{cr}}^{r_d} \frac{B(r)^2}{8\pi} dt, \quad (\text{III.43})$$

which leads to :

$$e_p^{syn}(\gamma) \simeq 9.6 \times 10^7 \left(\frac{\eta}{300} \right)^3 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{\gamma}{10^8} \right)^2 \left(\frac{r_b}{r_{cr}} \right)^3 \text{ ergs}. \quad (\text{III.44})$$

Thus, because $dN_{uhecr}/d\gamma \simeq 10^8 N_{uhecr} \gamma^{-2} \simeq N_p \gamma^{-2}$ where N_{uhecr} ($\gamma \geq 10^8$) and N_p are respectively the total number of UHECRs and protons, the global emission which can be observed will have an energy :

$$E_{uhecr}^{syn} \simeq \int_{10^8}^{10^9} N_p e_p^{syn}(\gamma) \gamma^{-2} d\gamma, \quad (\text{III.45})$$

and, with $N_p \simeq E/(\eta m_p c^2)$, we obtain :

$$\frac{E_{uhecr}^{syn}}{E} \simeq 19 \left(\frac{\eta}{300} \right)^2 \left(\frac{B(r_b)}{10^5 \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{r_b}{r_{cr}} \right)^3. \quad (\text{III.46})$$

For $r_{cr} = 50\text{-}100 r_b$, this ratio is between 10^{-5} and 10^{-4} . This leads to a number of photons of about $10^{-3}\text{-}10^{-5} \text{ cm}^{-2}$ for a GRB located at 1 Gpc and pointing towards observatory. But, if we consider a magnetic field strength slightly higher of 10^5 G at r_b , this number will increase around 10^{-3} cm^{-2} . A few GeV-photons may be detectable by the GLAST instrument which will have an effective area of about 10^4 cm^2 . At last, this number of detected photons could increase up to about one hundred for a GRB located at 100 Mpc. This will constitute a very interesting signature of the UHECR generation in GRBs and will provide us some constraints on the internal shock model.

III.5 Conclusion

The combined analysis of both electron and proton acceleration together with the observation data leads to interesting conclusions in the frame of conservative assumption about the magnetic field and the scattering of particles off its irregularities. Indeed with a sub-equipartition magnetic field, that decreases like $1/r^2$, but concentrated in the shells invoked to account for the light curve, we have shown the following points.

- The low gamma ray spectrum is satisfactorily explained by the synchrotron radiation of the electrons that are accelerated at the internal shocks with a spectrum displaying the expected peak emission. The lowest energy part of the spectrum would be likely explained by a thermal component.

- The possibility of an UHECR generation under the previously stated conditions, as proposed in Gialis & Pelletier (2004b), is confirmed and the estimated flux is in agreement with the expected one (Waxman 1995) to account for the Cosmic Ray spectrum around the ankle. A detailed estimate of the GRB contribution of the UHECRs to the Cosmic Ray spectrum, which is currently recorded by the Pierre Auger Observatory, has been proposed by Bahcall & Waxman (2001); it displays the expected excess around the GZK threshold.
- The generation of cosmic rays in GRBs often starts before the fireball becomes transparent to pp-collisions. This gives rise to a gamma emission around 20 GeV due to π^0 -decay. This emission is not contaminated by the SSC-emission of the electrons, because that latter emission is in Klein-Nishina regime. We can also expect that neutrons are produced by these pp-collisions, they decay after some travel and thus generate a significant neutrino flux of 200 MeV (observer).
- The most plausible signature of UHECR generation is not related to the $p\gamma$ -process, but more likely to their synchrotron emission. Indeed, the ratio of the corresponding luminosities $L_{p\gamma}/L_{syn} \simeq U_s/U_{mag}$, where U_s is the energy density of the soft photons and U_{mag} the energy density of the magnetic field, turns out to be of order of unity. Since the energy of the neutrinos (\sim TeV for the observer) emitted through the $p\gamma$ -process is much higher than the energy of the gamma-photons(\sim GeV) emitted by the synchrotron process, the neutrinos are thousand times less numerous than the photons. Thanks to our conservative assumption about the magnetic field, a gamma-ray flux can be so emitted and could be observed. Indeed we found a natural range of gamma energies for which the fireball is transparent to pair creation process, because of the chronology of the emissions during the fireball expansion and of the decrease of the magnetic field in r^{-2} . This range typically extends from a few hundreds of MeV to 10 GeV. It turns out that the observation of GeV photons should be a signature of UHECRs with no possible confusion. This could be observed by GLAST. At 1 Gpc, a 10^5 G field would lead to a significant number of events which, of course, increases at shorter distances. This would be a very interesting signature of the UHECR generation in GRBs.

Appendix

We detail the exact determination of the synchrotron spectrum as defined by Eq. (III.28). Let us rewrite this expression :

$$S_e(\nu) \propto \nu^{-1/2} \left[\int_{r_b}^{r_c} \frac{1}{r^3} \exp(-\alpha \frac{r_c}{r}) dr + \int_{r_c}^{r_d} \frac{1}{r^3} \exp(-\alpha \frac{r^2}{r_c^2}) dr \right], \quad (47)$$

where $\alpha \equiv \sqrt{\nu/\nu_c} \geq \sqrt{\nu_{syn}(r_b)/\nu_c} \simeq 3.9 \times 10^{-2}$.

First, a simple integration by parts leads to

$$\int_{r_b}^{r_c} \frac{1}{r^3} \exp(-\alpha \frac{r_c}{r}) dr = \frac{1}{r_c^2 \alpha^2} \left[(\alpha + 1) \exp(-\alpha) - \frac{\alpha + \lambda}{\lambda} \exp(-\alpha/\lambda) \right], \quad (48)$$

with $\lambda = r_b/r_c \simeq 1/26$ for $B \propto r^{-2}$.

For the second integral, because $r_c \ll r_d$, we can assume $r_d \rightarrow +\infty$ and, next a first integration by parts, we can write for instance :

$$\int_{r_c}^{r_d} \frac{1}{r^3} \exp(-\alpha \frac{r^2}{r_c^2}) dr = \frac{r_c^2}{2\alpha} \left(\frac{\exp(-\alpha)}{r_c^4} - 4 \int_{r_c}^{+\infty} \frac{1}{r^5} \exp(-\alpha \frac{r^2}{r_c^2}) dr \right) \quad (49)$$

An iterative integration by parts gives, with some manipulations, the following result :

$$\int_{r_c}^{r_d} \frac{1}{r^3} \exp(-\alpha \frac{r^2}{r_c^2}) dr = \frac{\exp(-\alpha)}{2 r_c^2 \alpha} \left(\sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(-1)^n (n+1)!}{\alpha^n} \right), \quad (50)$$

where the sum of the serie is convergent whatever α according to the generalized hypergeometric function (or Barnes's extended hypergeometric function). For $\alpha = \alpha_{min} \simeq 3.9 \times 10^{-2}$, this sum is equal to 3.5×10^{-2} and for $\alpha = 1$, the sum reaches 0.4.

Thus, the synchrotron spectrum $S_e(\nu)$ is such that :

$$S_e(\nu) \propto \nu^{-1} \left[\left(\frac{\alpha + 1}{\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(-1)^n (n+1)!}{\alpha^n} \right) \exp(-\alpha) - \frac{\alpha + \lambda}{\lambda \alpha} \exp(-\alpha/\lambda) \right]. \quad (51)$$

For $\alpha_{min} \leq \alpha < 1$, the expression between brackets is quasi constant so that $S_e(\nu) \propto \nu^{-1}$. Beyond $\alpha = 1$, the same expression leads to a spectrum decreasing like ν^{-s} with $s \in [1.5, 2]$.

Bibliographie

- Achterberg, A., Gallant, Y. A., Kirk, J. G., & Guthmann, A. W. 2001, MNRAS, 328, 393
- Achterberg, A., Gallant, Y. A., Norman, C. A., & Melrose, D. B. 1998, in Abstracts of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, held in Paris, France, Dec. 14-18, 1998. Eds. : J. Paul, T. Montmerle, and E. Aubourg (CEA Saclay).
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barrio, J. A., et al. 1999, A & A, 349, 29
- Aharonian, F. A. & Cronin, J. W. 1994, Phys. Rev. D, 50, 1892
- Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, A & A, 390, 81
- Atkins, R., Benbow, W., Berley, D., et al. 2000, ApJL, 533, L119
- Atoyan, A. M., Aharonian, F. A., & Völk, H. J. 1995, Phys. Rev. D, 52, 3265
- Atteia, J.-L. 2003, A & A, 407, L1
- Atteia, J. L., Ricker, G. R., Lamb, D. Q., et al. 2003, astro-ph/0312371
- Axford, W. I., Leer, E., & Skadron, G. 1978, International Cosmic Ray Conference, 15th, Plovdiv, Bulgaria, August 13-26, 1977, Conference Papers. Volume 11. (A79-44583 19-93) Sofia, B'lgarska Akademiia na Naukite, 1978, p. 132-137., 11, 132
- Bahcall, J. & Waxman, E. 2001, Phys. Rev. D, 64, 023002
- Bahcall, J. N. & Waxman, E. 2003, hep-ph/0206217
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, ApJ, 413, 281
- Barraud, C., Olive, J.-F., Lestrade, J. P., et al. 2003, A & A, 400, 1021
- Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Rees, M. J. 1984, Reviews of Modern Physics, 56, 255
- Belczynski, K., Bulik, T., & Kalogera, V. 2002, ApJL, 571, L147
- Bell, A. R. 1978a, MNRAS, 182, 147

- . 1978b, MNRAS, 182, 443
- Beloborodov, A. M., Stern, B. E., & Svensson, R. 2000, ApJ, 535, 158
- Berezinsky, V., Gazizov, A., & Grigorieva, S. 2003, astro-ph/0302483
- Berezinsky, V. S. 1990, Proceedings of the 21st International Cosmic Ray Conference. Volume 11 (Rapporteur Papers), p.115, 11, 115
- Bergman, D. 2002, APS Meeting Abstracts, 11009
- Bertone, G., Isola, C., Lemoine, M., & Sigl, G. 2002, Phys. Rev. D, 66, 103003
- Bird, D. J., Corbató, S. C., Dai, H. Y., et al. 1993, Phys. Rev. Lett., 71, 3401
- Blandford, R. D. & McKee, C. F. 1976, Physics of Fluids, 19, 1130
- Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. 1978, ApJL, 221, L29
- Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433
- Bohm, D. 1949, The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields (edited by A. Guthrie and R. Wakerling, Mc Graw-Hill, New York, 1949)
- Briggs, M. S., Band, D. L., Kippen, R. M., et al. 1999, ApJ, 524, 82
- Casse, F., Lemoine, M., & Pelletier, G. 2001, Phys. Rev. D, 65, 3002+
- Cassiday, G. L., Cooper, R., Corbato, S. C., et al. 1990, ApJ, 356, 669
- Cesarsky, C. J. 1980, ARA&A, 18, 289
- Coburn, W. & Boggs, S. E. 2003, Nature, 423, 415
- Cohen, E., Piran, T., & Sari, R. 1998, ApJ, 509, 717
- Daigne, F. 1999, PhD thesis, Université Paris XI, Orsay
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 1998, MNRAS, 296, 275
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2003, in American Institute of Physics Conference Series, 299–301
- Davies, M. B., King, A., Rosswog, S., & Wynn, G. 2002, ApJL, 579, L63
- Derishev, E. V., Kocharovsky, V. V., & Kocharovsky, V. V. 1999, ApJ, 521, 640
- . 2001, A & A, 372, 1071
- Dermer, C. D. 2001, in Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era, 269–+

- Dezalay, J. P., Lestrade, J. P., Barat, C., et al. 1996, *ApJL*, 471, L27+
- Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., Bloom, J. S., et al. 2001, in *Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era*, 218–+
- Eddington, A. S. 1917, *MNRAS*, 77, 596
- Eichler, D., Livio, M., Piran, T., & Schramm, D. N. 1989, *Nature*, 340, 126
- Fermi, E. 1949, *Physical Review*, 75, 1169
- Fishman, G. J. & Meegan, C. A. 1995, *ARA&A*, 33, 415
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Sari, R., et al. 2001a, *ApJL*, 562, L55
- . 2001b, *ApJL*, 562, L55
- Gaisser, T. K., Stanev, T., Tilav, S., et al. 1993, *Phys. Rev. D*, 47, 1919
- Gallant, Y. A. & Achterberg, A. 1999, *MNRAS*, 305, L6
- Ghirlanda, G., Celotti, A., & Ghisellini, G. 2003, *A & A*, 406, 879
- Gialis, D. & Pelletier, G. 2003, *Astrop. Phys.*, 20, 323
- . 2004a, submitted to *ApJ*.
- . 2004b, *A & A*, 425, 395
- Goodman, J. 1986, *ApJ*, 308, L47
- Granot, J. 2003, *ApJL*, 596, L17
- Greisen, K. 1966, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 748
- Guilbert, P. W., Fabian, A. C., & Rees, M. J. 1983, *MNRAS*, 205, 593
- Henri, G., Pelletier, G., Petrucci, P. O., & Renaud, N. 1999, *Astrop. Phys.*, 11, 347
- Henri, G., Sauge, L., & Pelletier, G. 2004, in *SF2A-2004 : Semaine de l’Astrophysique Francaise*, meeting held in Paris, France, June 14-18, 2004, Eds. : F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier and L. Pagani *EdP-Sciences, Conference Series*, p.75
- Hillas, A. M. 1984, *ARA&A*, 22, 425
- Hurley, K. 1994, *Nature*, 372, 652
- Jokipii, J. R. 1966, *ApJ*, 146, 480
- . 1968, *ApJ*, 152, 997

- Kalogera, V., Kim, C., Lorimer, D. R., et al. 2004, *ApJL*, 601, L179
- Kampert, K.-H., Antoni, T., Apel, W., et al. 2001, in *International Cosmic Ray Conference 2001*
- Kargatis, V. E., Liang, E. P., & BATSE Team. 1995, *Ap & SS*, 231, 177
- Katz, J. I. 1994, *ApJ*, 422, 248
- Kippen, R. M., Woods, P. M., Heise, J., et al. 2003, in *American Institute of Physics Conference Series*, 244–247
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *ApJL*, 182, L85+
- Klein, O. & Nishina, Y. 1929, *Zeitschrift fur Physik*, 52, 853
- Kobayashi, S., Piran, T., & Sari, R. 1997, *ApJ*, 490, 92
- Krymskii, G. F. 1977, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234, 1306
- Lamb, D. Q. 2000, *Phys. Rep.*, 333, 505
- Lamb, D. Q., Donaghy, T. Q., & Graziani, C. 2004a, *NewAR*, 48, 459
- Lamb, D. Q. & Reichart, D. E. 2000, *ApJ*, 536, 1
- Lamb, D. Q., Ricker, G. R., Atteia, J.-L., et al. 2004b, *NewAR*, 48, 423
- Landau, L. D. & Lifshitz, E. M. 1959, *Fluid mechanics (Course of theoretical physics, Oxford : Pergamon Press, 1959)*
- . 1964, *Théorie des Champs (Editions Mir)*
- Lazzati, D., Covino, S., & Ghisellini, G. 2002, *MNRAS*, 330, 583
- Le Floc’h, E., Duc, P.-A., Mirabel, I. F., et al. 2003, *A & A*, 400, 499
- Lemoine, M. 2002, *A & A*, 390, L31
- Lemoine, M. 2003, in *SF2A-2003 : Semaine de l’Astrophysique Francaise*, 429–+
- Lemoine, M. & Pelletier, G. 2003, *ApJL*, 589, L73
- Levinson, A., Ofek, E. O., Waxman, E., & Gal-Yam, A. 2002, *ApJ*, 576, 923
- Lyutikov, M. & Blandford, R. 2003, *astro-ph/0312347*
- Mészáros, P. 2002, *ARA&A*, 40, 137
- Mészáros, P. & Rees, M. J. 2000, *ApJ*, 530, 292

- Meegan, C. A., Fishman, G. J., Wilson, R. B., et al. 1992, *Nature*, 355, 143
- Mészáros, P., Laguna, P., & Rees, M. J. 1993, *ApJ*, 415, 181
- Meszaros, P. & Rees, M. J. 1997, *ApJ*, 476, 232
- Metzger, M. R., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., et al. 1997, *Nature*, 387, 878
- Mitrofanov, I. G. 1994, *ApJS*, 90, 869
- Mücke, A., Engel, R. R., Protheroe, R. J., Rachen, J. P., & Stanev, T. 1998, in *Abstracts of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology*, held in Paris, France, Dec. 14-18, 1998. Eds. : J. Paul, T. Montmerle, and E. Aubourg (CEA Saclay).
- Nakar, E., Piran, T., & Granot, J. 2002, *ApJ*, 579, 699
- Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, *ApJL*, 395, L83
- Norris, J. P., Nemiroff, R. J., Bonnell, J. T., et al. 1996, *ApJ*, 459, 393
- Paczynski, B. 1986, *ApJL*, 308, L43
- Paczynski, B. 1998, in *American Institute of Physics Conference Series*, 783–+
- Paczyński, B. & Xu, G. 1994, *ApJ*, 427, 708
- Panaiteescu, A. & Kumar, P. 2001, *ApJL*, 560, L49
- . 2002, *ApJ*, 571, 779
- Pelletier, G. 1999, *A & A*, 350, 705
- . 2001, *LNP Vol. 576 : Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, 58
- Pelletier, G. 2003, in *School on Black Hole in the Universe*, Cargèse
- Pelletier, G. & Kersalé, E. 2000, *A & A*, 361, 788
- Piran, T. 1999, *Phys. Rep.*, 314, 575
- . 2000, *Phys. Rep.*, 333, 529
- Piran, T., Shemi, A., & Narayan, R. 1993, *MNRAS*, 263, 861
- Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 2000, *ApJS*, 126, 19
- Protheroe, R. J. & Johnson, P. A. 1996, *Astroparticle Physics*, 4, 253
- Rau, A., von Kienlin, A., Hurley, K., & Lichti, G. G. 2004, in *Proceedings of the 5th INTEGRAL Workshop*, Munich

- Rees, M. J. & Mészáros, P. 1992, MNRAS, 258, 41P
- . 1994, ApJL, 430, L93
- Rhoads, J. E. 1997, ApJL, 487, L1+
- Rosso, F. & Pelletier, G. 1993, A & A, 270, 416
- Rosswog, S., Ramirez-Ruiz, E., & Davies, M. B. 2003, MNRAS, 345, 1077
- Ryde, F. & Svensson, R. 2002, ApJ, 566, 210
- Sari, R. 1997, ApJL, 489, L37+
- Sari, R., Narayan, R., & Piran, T. 1996, ApJ, 473, 204
- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, ApJL, 497, L17+
- Sigl, G., Lemoine, M., & Biermann, P. 1999, Astrop. Phys., 10, 141
- Sigl, G., Schramm, D. N., & Bhattacharjee, P. 1994, Astroparticle Physics, 2, 401
- Spruit, H. C., Daigne, F., & Drenkhahn, G. 2001, A & A, 369, 694
- Stanek, K. Z., Matheson, T., Garnavich, P. M., et al. 2003, ApJL, 591, L17
- Stanev, T., Seckel, D., & Engel, R. 2003, Phys. Rev. D, 68, 103004
- Stecker, F. W. 2000, Astrop. Phys., 14, 207
- Svensson, R. 1987, MNRAS, 227, 403
- Taylor, J. B. & McNamara, B. 1971, Physics of Fluids, 14, 1492
- Thompson, C. 1994, MNRAS, 270, 480
- Usov, V. V. 1992, Nature, 357, 472
- van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., et al. 1997, Nature, 386, 686
- van Putten, M. H. P. M. & Levinson, A. 2003, ApJ, 584, 937
- van Putten, M. H. P. M. & Regimbau, T. 2003, ApJL, 593, L15
- Vietri, M. 1995, ApJ, 453, 883
- Vietri, M., De Marco, D., & Guetta, D. 2003, ApJ, 592, 378
- Vietri, M. & Stella, L. 1998, ApJL, 507, L45
- Waxman, E. 1995, Phys. Rev. Lett., 75, 386

—. 1997, *ApJL*, 485, L5+

—. 2003, *astro-ph/0303517*

Waxman, E. & Bahcall, J. 1999, *Phys. Rev. D*, 59

Webber, W. R., Ferrando, P., Lukasiak, A., & McDonald, F. B. 1992, *ApJL*, 392, L91

Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273

Woosley, S. E. & Wallace, R. K. 1982, *ApJ*, 258, 716

Yi, I. & Blackman, E. G. 1998, *ApJL*, 494, L163+

Zatsepin, G. T. & Kuzmin, V. 1966, *JETP Lett.*, 4, 78

Index

- accrétion, 34
- afterglow, 14, 22
- Alfvén (onde d'), 71, 147
- angle d'attaque, 145
- astroparticules, 56

- Band (fonction de), 18
- BATSE, 13
- BeppoSAX, 16
- Bohm (diffusion de), 85
- boule de feu (ou *fireball*), 29, 35

- chargement baryonique, 39
- cheville, 58
- choc en retour, 43
- choc externe, 43
- chocs internes, 40
- coalescence, 32
- coefficient de diffusion spatiale, 146
- collapsar, 31
- compacité (paramètre de), 36
- compression (rapport de), 73
- confinement (limite de), 82
- corps noir, 48
- coupure GZK (énergie de), 63
- critère de Hillas, 61

- diffusion angulaire (fréquence de), 74
- diffusion angulaire (temps de), 74
- dureté (rapport de), 17

- effet GZK, 63

- facteur Doppler, 133
- Fermi (accélération de), 72
- Fokker-Planck (équation de), 146
- front magnétisé, 106

- galaxie hôte, 26
- genou, 57
- gerbe, 54
- GLAST, 121

- HETE-2, 16, 21
- horizon des événements, 165
- hypernova, 31

- Kolmogorov (turbulence de), 88

- limite de confinement (énergie), 62
- Lorentz (transformation de), 129

- Mach (nombre de), 74
- magnétar, 30
- maximum de profondeur, 54

- neutrino, 92

- perturbation MHD, 71, 77, 147
- PHEBUS, 17
- photo-production de pions, 63, 109
- polarisation, 102
- processus SSC, 95, 102
- profondeur optique, 47
- progéniteur, 29
- pseudo-redshift, 25
- pulsation de Larmor, 139

- rayon cosmique, 54
- rayon de Larmor, 140
- rayon photosphérique, 46
- RCUE, 53
- redshift, 24
- rigidité (paramètre de), 88, 145

- Schwarzschild (rayon de), 164

spectre des RCUE, 115, 116
sphère GZK, 65
SPI-ACS, 17
supernova, 26
supranova, 31
synchrotron (émission), 99, 118

temps d'accélération, 76
thermique (émission), 48
trou noir, 33, 165
turbulence (niveau de), 145

VELA, 13

X-Ray Flashes, 21
X-Ray rich GRBs, 20

Résumé

Les sursauts gamma sont parmi les phénomènes les plus énergétiques présents dans l'Univers. Leurs principales propriétés observationnelles et théoriques sont tout d'abord rappelées. Elles permettent d'envisager l'accélération de particules, ou *rayons cosmiques*, suivant des mécanismes de Fermi, via un choc externe ultra-relativiste mais également via des chocs internes. Le régime diffusif de Bohm, habituellement utilisé pour décrire l'accélération des rayons cosmiques dans les chocs internes, s'avère inapproprié et reste incompatible avec les observations et le modèle standard associé. Une autre hypothèse, plus aboutie sur le plan théorique, est considérée ici : celle d'un régime diffusif associé à une turbulence de type Kolmogorov. Ce dernier conduit, malheureusement, à un processus d'accélération bien moins efficace, qui reste incapable de produire des rayons cosmiques ultra-énergétiques ($> 10^{19}$ eV). Les conséquences d'un tel processus sur l'émission à haute énergie sont détaillées et permettent, notamment, de rendre compte du spectre des émissions promptes observées. Le problème de la génération des rayons cosmiques ultra-énergétiques au sein des sursauts gamma est résolu d'une autre façon : un mécanisme d'accélération additionnelle, sur les irrégularités magnétiques présentes lors de la phase des chocs internes, est proposé. Celui-ci, assimilable à un processus de Fermi relativiste, est étudié analytiquement et numériquement. Les résultats numériques confirment l'efficacité du scénario envisagé et montrent que les capacités accélératrices des sursauts gamma sont tout à fait suffisantes pour produire une quantité importante de rayons cosmiques ultra-énergétiques. Enfin, une signature de ces rayons cosmiques est mise en évidence : il s'agit d'une émission synchrotron d'origine hadronique autour du GeV qui pourrait être observée.

Abstract

Gamma-Ray Bursts are known as one of the most energetic phenomena in the Universe. First, observational and theoretical properties of Gamma-Ray Bursts are recalled. They constitute a strong support in studying cosmic ray acceleration in the external shock but also, in the internal shocks. The Fermi acceleration, in the internal shock model, is usually considered with an assumption of a Bohm scaling : the Bohm's conjecture, which is not confirmed by theory or by numerical simulation, leads to unrealistic conclusions in contradiction with observations and the related standard model. Another hypothesis is so studied with a Kolmogorov scaling : although the acceleration process is unable to generate Ultra-High Energy Cosmic Rays (UHECRs), the consequences on high energy emission are detailed and could explain the origine of the prompt emission. The problem of UHECR generation is solved according to an additional relativistic Fermi process operating in the internal shock phase and using MHD disturbances. A numerical simulation confirms the efficiency of a such process : the Gamma-Ray Bursts can produce an important UHECR flux. At last, synchrotron emission from UHECRs could be at the origine of an observable signature around the GeV energy range.